

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Philippe JOURDAN

PREMIERE THESE

Accélération d'un plasma par une couche
de courant en mouvement.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 6 Janvier 1970 devant la Commission d'examen

MM. J.L. DELCROIX

Président

C. RIOUX
P. HUBERT
J. COSTE
Ch. MAISONNIER

} Examineurs

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Philippe JOURDAN

PREMIERE THESE

Accélération d'un plasma par une couche
de courant en mouvement.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 6 Janvier 1970 devant la Commission d'examen

MM. J. L. DELCROIX

Président

C. RIOUX
P. HUBERT
J. COSTE
Ch. MAISONNIER

} Examineurs



REMERCIEMENTS.

Ce travail a été effectué dans le Laboratoire de Recherche sur la Physique des Plasmas du Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay aux Roses du Commissariat à l'Energie Atomique.

Je prie Monsieur le Professeur DELCROIX de trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour avoir accepté de s'intéresser à ce travail et présider la commission d'Examen.

Je remercie tout particulièrement Monsieur HUBERT Chef du Service, qui m'a permis de disposer des moyens du C.E.A. pour mener à bien la présente étude et lui donner sa conclusion universitaire.

J'adresse mes remerciements à Monsieur le Professeur RIOUX et MM. COSTE et MAISONNIER qui ont bien voulu participer à la commission d'Examen.

Je remercie également tous ceux qui ont participé à ce travail : MM. ALIDIERES, AYMAR et KOEHLIN qui ont permis que de cette étude poursuivie en grande partie collectivement soit extraite la présente thèse, et en particulier Mr. SAMAIN pour l'aide et les encouragements qu'il n'a cessé de me prodiguer, enfin MM. CHARLES, KERLAU, MALINGRE, MOUGEOT et PATRIS pour leur inestimable collaboration.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551501_0010

TABLE DES MATIERES.

I. INTRODUCTION.

I.1.	Cadre général de l'expérience.....	1
I.2.	Production d'une onde de choc par application d'une force magnétique.....	2
I.3.	Ecoulement du plasma dans une onde de choc.....	8
I.3.1.	Structure macroscopique de l'écoulement.....	8
I.3.2.	Analyse des processus irréversibles.....	11

II. PARTIE EXPERIMENTALE.

II.1.	Dispositif expérimental.....	16
II.2.	Mesures.....	20
II.2.1.	Cinématographie ultra-rapide	20
II.2.2.	Mesure du champ magnétique.....	20
II.2.3.	Mesure de la densité électronique par interférométrie optique.....	22
II.2.4.	Mesure spectroscopique de la température électronique et de la densité ionique.....	22
II.2.5.	Mesure spectroscopique de la vitesse et de la température ioniques	32
II.3.	Analyse des observations.....	33
II.3.1.	Champ magnétique.....	33
II.3.2.	Distribution de la densité.....	36
II.3.3.	Température électronique et état d'ionisation....	41
II.3.4.	Champ de vitesse et température ioniques	44

II.4.	Interprétation des résultats expérimentaux.....	49
II.4.1.	Récapitulation des résultats.....	49
II.4.2.	La matière est mise en vitesse dans la couche de courant.....	49
II.4.3.	La matière reçoit dans la couche de courant de l'énergie sous les formes cinétique et thermique. Cette dernière est aussitôt per- due par rayonnement.....	50
II.4.4.	La structure de l'écoulement est contrôlée par la résistivité.....	55
II.4.5.	L'écoulement est un cas limite d'onde de choc radiative contrôlée par la résistivité.....	59
III.	PARTIE THEORIQUE.	
III.1.	Introduction.....	62
III.2.	Equations générales.....	62
III.3.	Cas où le rayonnement est négligeable.....	64
III.3.1.	Propriétés de l'écoulement.....	64
III.3.2.	Intégration du profil.....	68
III.4.	Cas où le rayonnement est important.....	74
III.4.1.	Généralités.....	74
III.4.2.	Intégration du profil.....	76
III.4.3.	Comparaison avec l'expérience. Travaux de VLASES et SORRELL.....	81
IV.	CONCLUSION.....	83
	<u>Appendice I.</u> Bilan de la puissance dans la spire.....	84

<u>Appendice II.</u> Degré d'ionisation et structure du choc, valeur du rapport des chaleurs spécifiques.....	87
---	----

<u>Appendice III.</u> Evaluation de l'épaisseur d'une onde de choc résistive à la limite où $T = 0$	90
--	----

Bibliographie.....	91
--------------------	----

Symboles utilisés.....	97
------------------------	----

I. INTRODUCTION.

I.1. CADRE GENERAL DE L'EXPERIENCE.

Depuis quelques années, de nombreux travaux expérimentaux ont été consacrés à l'étude des écoulements avec onde de choc dans un plasma. L'intérêt suscité par de tels écoulements provient en particulier des possibilités d'application qu'ils permettent d'envisager. Ce sont par exemple, le chauffage et l'injection d'un plasma dans des configurations magnétiques à perspective thermonucléaire où la mise au point de dispositifs de propulsion en vue d'applications spatiales. D'autre part, de tels écoulements présentent par eux-mêmes un certain intérêt pour les possibilités qu'ils offrent d'être confrontés avec des modèles théoriques et les informations qu'ils permettent d'obtenir sur les processus irréversibles dans les plasmas.

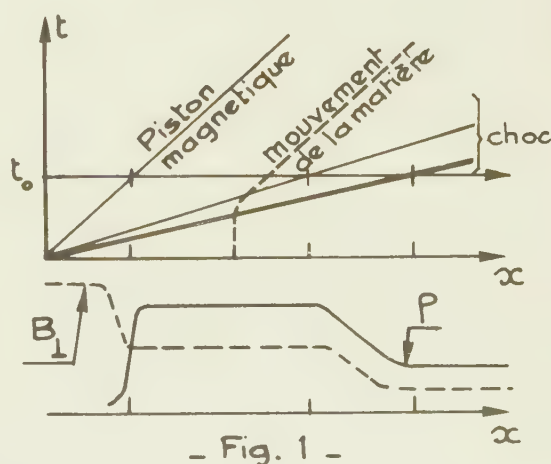
Dans de telles situations, un gaz préionisé, est accéléré jusqu'à une certaine vitesse, grande par rapport à certaines échelles de vitesses locales, par une force à laquelle est associé un processus irréversible. L'un des moyens utilisés consiste à soumettre le gaz à la force magnétique créée par un courant électrique circulant dans le gaz et le champ magnétique qui lui est associé. Quoique de nombreuses configurations aient été proposées, le mode de création de ce courant est en général le suivant : De l'énergie, emmagasinée sous forme électrostatique dans une batterie de condensateurs, est injectée dans l'enceinte contenant le gaz sous faible pression par l'intermédiaire d'électrodes, ou par induction électromagnétique. Tandis qu'il se produit une décharge dans le gaz, le courant croît rapidement en se distribuant de façon à rendre la self-inductance minimum pour le circuit extérieur. La pression magnétique met alors le gaz en mouvement par l'intermédiaire du courant ainsi établi.

Dans une situation physique assez générale, on observe que la force magnétique est localisée dans une couche de courant d'épaisseur finie. Dans le repère de celle-ci la densité de courant électrique reste constante au cours du mouvement. Le but que nous proposons dans le présent travail est de décrire de façon détaillée la structure d'une telle couche de courant et d'interpréter de façon cohérente les mécanismes dont elle est le siège.

1.2. PRODUCTION D'UNE ONDE DE CHOC PAR APPLICATION D'UNE FORCE MAGNETIQUE.

Quoiqu'elle ne soit pas la seule praticable, la méthode expérimentale la plus communément utilisée jusqu'à présent, pour faire apparaître une onde de choc dans un plasma, consiste à accélérer un gaz par application d'une force magnétique [35]. Ce modèle d'accélération repose sur le concept de "couche de courant" : Une distribution de courant électrique dans le gaz, localisée sur une épaisseur finie donne lieu à une force de Laplace, due à ce courant et au champ magnétique qui lui est associé.

Si nous envisageons le cas d'une couche de courant qui constitue l'interface entre le vide et un gaz, et qui de ce fait n'est pas traversée par les particules, on conçoit que, si son mouvement est suffisamment accéléré, il apparaisse au bout d'un certain temps, une onde de choc, qui progressera dans le gaz en s'en éloignant continuellement. Par analogie avec le cas du gaz neutre cette disposition idéale porte le nom de "piston magnétique". Malgré sa simplicité apparente, elle ne peut être convenablement décrite que lorsqu'un régime stationnaire -vitesse du piston et du choc constantes- est établi. C'est ce qu'ont fait KEMP et PETSCHKE [29], et KUNKEL et GROSS [31], lorsque la conductibilité du milieu choqué est supposée infinie. Cette configuration est représentée sur la figure.1. dans le cas où le champ magnétique est perpendiculaire à la direction Ox de l'écoulement ($B_x = 0$). En traversant le choc, la matière, initialement au repos, est accélérée jusqu'à la vitesse du milieu choqué qui, eu égard à la stationnarité du mouvement est également celle du piston. Cette accélération est due à l'existence dans le choc de forces s'exerçant sur la matière telle par exemple que la force de Laplace associée au courant dans le choc. Dans cette configuration le courant électrique est localisé sous la forme de deux couches de courant, l'une dans le choc lui-même et qui est tra-



- Fig. 1 -

versé par la matière, et l'autre au niveau du piston magnétique, interface entre le vide et le plasma choqué.

Le problème du confinement du plasma par le champ magnétique, que pose l'existence du piston n'est en général pas résolu (*). Toutefois on peut avoir une idée du phénomène en ne considérant que la seule résistivité (Fig. 2). En supposant que l'épaisseur δ de la couche de courant est contrôlée par la diffusion résistive du champ magnétique dans le plasma choqué de résistivité η on aura :

$$\delta \sim (\eta t / \mu_0)^{1/2}$$

où t est le temps caractéristique d'évolution du phénomène. D'autre part la distance de séparation Δ entre la couche et le choc (épaisseur du plasma choqué) vaut :

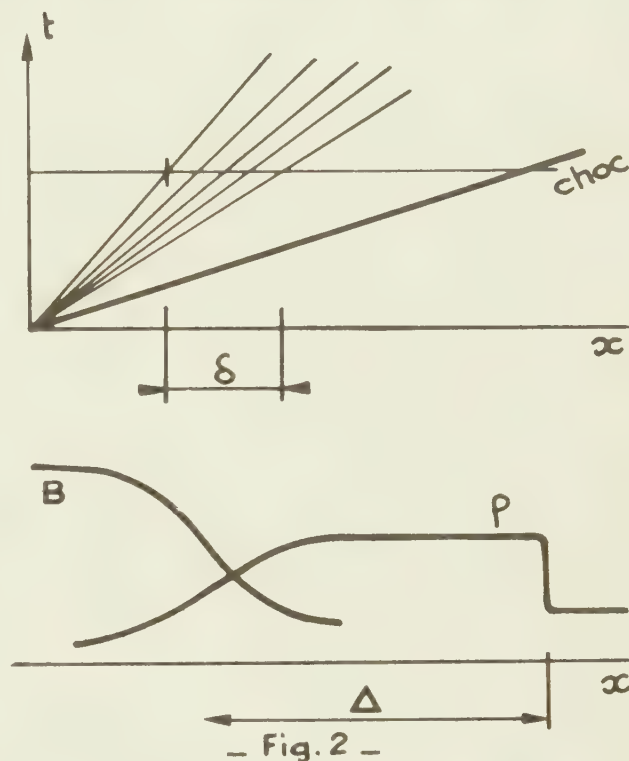
$$\Delta \simeq \xi x = \xi v_1 t$$

où $\xi = v_2 / v_1$ désigne le rapport des valeurs de la vitesse du plasma de part et d'autre du choc, dans le repère lié à ce dernier. D'où la valeur du rapport de la distance de séparation à l'épaisseur de la couche.

$$\Delta / \delta \simeq \xi R_m^{1/2}$$

avec $R_m = \mu_0 v_1 x / \eta$, nombre de Reynolds magnétique de l'écoulement.

Ainsi pour une onde de choc d'intensité ξ donnée, la séparation entre la couche et le choc ne sera acquise que pour une valeur de R_m suffisamment grande. Ces considérations simples peuvent être précisées par une analyse plus rigoureuse du phénomène [16]. Ainsi on doit pouvoir trouver des conditions expérimentales permettant d'observer la configuration en question, caractérisée essentiellement par une séparation nette du choc et de la couche de courant créant l'écoulement.



- Fig. 2 -

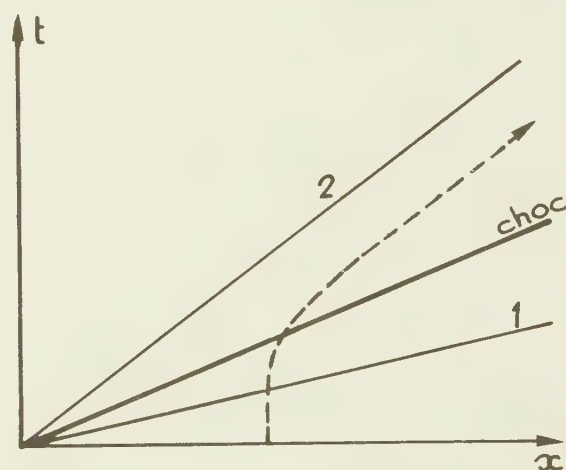
* une exception notable concerne la cas où l'écoulement a lieu en présence d'un champ magnétique B_∞ parallèle à la direction du mouvement. On peut trouver une solution sous forme d'onde simple d'expansion entre le vide et le plasma choqué [29].

Les travaux expérimentaux actuellement disponibles peuvent être classés en première analyse selon qu'ils mettent en évidence ou non cette séparation. En fait, bien qu'elle soit évoquée dans de nombreuses publications, seul un petit nombre d'entre elles l'observent de façon indiscutable et cette propriété reste à l'heure actuelle relativement difficile à obtenir.

Parmi les expériences dans lesquelles le choc est distinctement séparé de la couche de courant, on peut citer celles de RUDDEROW [45], LEVINE [34] PRESBY et Al. [44] portant sur un tube coaxial, celles de KURMULLAEV et Al. [32] et STAMPER et Al. [13] dans une configuration de striction azimutale et celle de PAUL et Al. [43] dans une configuration de striction longitudinale. Dans cette dernière expérience, la séparation est observée sur le profil du champ magnétique lui-même qui présente deux régions de fort gradient, que l'on peut identifier respectivement au choc et au piston. Par contre dans les expériences précédentes, la séparation est déduite du décalage spatial qui existe entre les profil du champ magnétique et celui d'une grandeur liée à la pression du plasma.

Il est intéressant de chercher à établir si l'observation de la séparation est subordonnée à la satisfaction des critères évoqués plus haut à propos de la résistivité. Ceci nécessite que soit connues les conditions physiques de l'écoulement, telles que la valeur de la vitesse et surtout celle de la résistivité, donc de la température électronique du plasma choqué. Des travaux précédemment cités, seuls ceux de PAUL et STAMPER permettent de se prononcer avec certitude. On trouve ainsi, déduites de mesures expérimentales précises, des valeurs de la grandeur ξR_m égales à 10 et 3 pour ces deux expériences respectivement, valeurs qui pourraient expliquer la séparation observée. Par ailleurs, on doit noter que dans de nombreux cas où le critère de séparation estimé n'est pas vérifié, on ne l'observe effectivement pas [13]. VLASES [51] en variant les conditions expérimentales dans un tube coaxial a pu obtenir des écoulements, correspondants à des valeurs estimées de ξR_m dans une large gamme ($0,5 \leq \xi R_m \leq 5$). En aucun cas il n'a pu observer la séparation, montrant qu'au moins dans ce type de configuration, le simple critère résistif est peut-être insuffisant.

Pour expliquer ces difficultés et rendre compte de certaines observations expérimentales, d'autres modèles d'écoulement ont été proposés. On peut ainsi considérer des configurations où la couche de courant d'épaisseur finie, progresse en mettant sur son passage le gaz en mouvement. Au contraire du modèle précédent le plasma possède par rapport à la couche un mouvement relatif important. Un tel modèle a été proposé par HOFFMAN [27] : Une couche de courant progresse dans le plasma à la vitesse U ; U est la valeur de la vitesse d'un point caractéristique du profil, par exemple le point où le courant est maximum. La force de Laplace associée au courant accélère le plasma. HOFFMAN a montré que des solutions des équations hydromagnétiques du type onde simple, où l'écoulement ne dépend que de la variable x/Ut peuvent conduire à l'existence d'une onde de choc localisée dans la couche de courant (voir Fig.3). Ce choc traduit l'existence d'une singularité entre les deux parties, amont et aval, de l'écoulement du plasma dans la couche. Sa position dépend de la masse du gaz et de l'intensité du courant, d'autant plus en avant que le gaz est plus léger et le courant plus intense. Pour préciser ce résultat, on peut noter que l'épaisseur de la couche de courant est de l'ordre de $\delta \simeq 0,1 x$, où $x = Ut$ désigne sa position à l'instant.



Cette configuration essentiellement caractérisée par la présence dans la couche de courant d'un choc d'épaisseur petite par rapport à l'épaisseur de la couche elle-même a été effectivement observée par HOFFMAN [27] dans un dispositif de striction longitudinale. Ceci est à rapprocher d'une observation similaire par HEYWOOD [26] sur un tube coaxial.

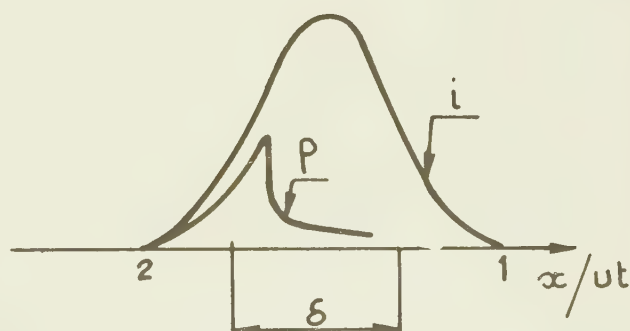
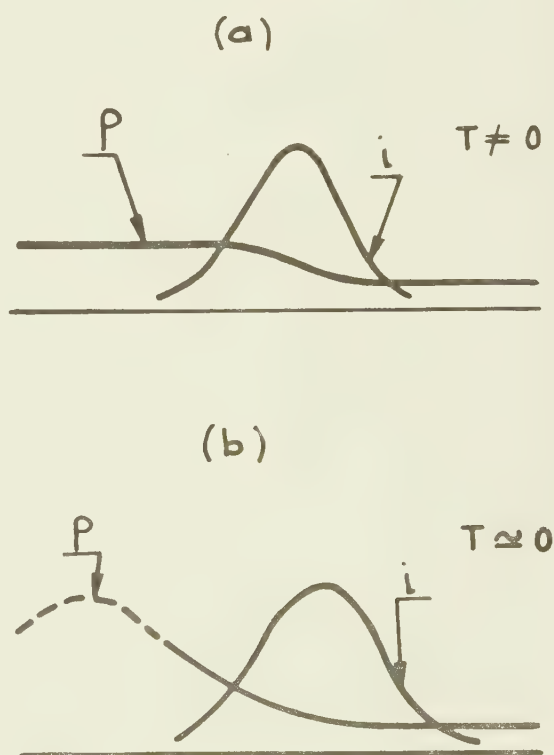


Fig. 3

Il est intéressant de noter que, selon ce modèle, la matière rencontrée par la couche de courant, au cours de sa progression, est retenue dans la couche elle-même. Tout se passe comme si, perméable aux particules qu'elle rencontre, elle s'opposait à leur fuite en arrière, les faisant s'accumuler au fur et à mesure du mouvement. On peut comparer cette situation avec celle qui a été décrite au début de ce paragraphe, et où la matière qui a traversé le choc est entraînée à la vitesse d'un piston imperméable. Toutefois il était possible dans ce cas d'observer entre le choc, et le piston une région où les propriétés du plasma étaient uniformes (voir Fig.1). Dans les deux cas, c'est l'existence d'une résistivité suffisamment faible qui permet le confinement du plasma choqué.

Inversement, on peut se demander ce qui se produit lorsque la résistivité du milieu choqué est telle que ce confinement ne soit plus possible. Si nous supposons par exemple que la température du milieu choqué est négligeable - un mécanisme qui fait perdre au plasma l'énergie thermique qu'il acquiert dans le choc est alors nécessaire - le plasma pourra diffuser au travers du champ magnétique. Si de plus, sa vitesse relativement au choc est plus faible que la vitesse de diffusion compatible avec la résistivité, le courant lié à cette diffusion sera négligeable. C'est ce que nous avons représenté sur la figure 4(b).

Le présent travail décrit et analyse un tel type d'écoulement. Il est caractérisé par l'existence d'une couche de courant, dans laquelle le plasma incident (dans le repère de la couche de courant) est ralenti, l'énergie ainsi libérée apparaissant sous forme thermique. Toutefois comme il sera montré plus loin, cette dernière est rayonnée et le plasma froid qui a traversé la couche diffuse dans le champ magnétique sans



- Fig. 4 -

qu'il apparaisse de piston en arrière. Dans ce qui suit nous conviendrons d'appeler onde de choc ou plus simplement choc, la région de l'écoulement qui se situe dans la couche de courant siège des processus irréversibles contrôlant le mouvement du plasma.

D'autre part nous noterons que ce type d'écoulement a déjà été rencontré auparavant par d'autres auteurs auxquels certains aspects du problème tels qu'ils viennent d'être soulignés semblent avoir échappé. Il s'agit des ondes de choc dans de l'argon observées par SORRELL [47, 48], KLEIN [30] et VLASES, [50]. Nous comparerons plus loin les résultats du présent travail avec leurs observations.

1.3. ECOULEMENT DU PLASMA DANS L'ONDE DE CHOC .

1.3.1. Structure macroscopique de l'écoulement.

Comme il sera montré en détail dans la suite, la couche de courant qui fait l'objet de ce travail a une structure analogue à celle d'une onde de choc. Déterminer cette structure consiste à décrire la mise en jeu des mécanismes par lesquels, dans le repère de l'onde de choc, le plasma est ralenti et à établir pour les grandeurs physiques concernées, les profils qui traduisent leur évolution dans l'écoulement.

Dans un gaz neutre on sait que l'échelle de ces profils est toujours reliée au libre parcours moyen, c'est à dire l'échelle sur laquelle l'énergie ordonnée d'une particule est convertie en énergie thermique, ce processus étant contrôlé par les collisions [10,11]. Dans un plasma, l'épaisseur aura encore pour échelle celle sur laquelle l'énergie ordonnée d'une particule est dissipée mais, contrairement au cas du gaz neutre, ce ne sera plus nécessairement le libre parcours moyen. En effet, l'énergie cinétique des particules n'est plus la seule forme possible d'énergie ordonnée : Du fait de l'existence de deux espèces de particules électriquement chargées il peut apparaître de l'énergie électromagnétique, soit sous forme électrostatique en présence d'une charge d'espace, soit sous forme magnétique en présence d'un courant. Dès lors on peut définir deux échelles, l'une sur laquelle l'énergie ordonnée est transformée en énergie électromagnétique et l'autre sur laquelle cette énergie est thermalisée [7,15,22,23]. Si cette deuxième échelle était beaucoup plus grande que la première la forme du profil ne serait pas contrôlée par les collisions.

L'écoulement qui est étudié dans ce travail concerne un plasma en régime collisionnel. Précisément cela signifie que les libres parcours moyens, électronique et ionique λ_e et λ_i , sont beaucoup plus petits que :

- 1) l'épaisseur ϱ de l'onde de choc
- 2) l'échelle dont il a été question précédemment et dont la valeur pour

une onde de choc à champ magnétique perpendiculaire, vaut c/ω_p (ω_p , fréquence plasma).

Les libres parcours moyens sont définis à partir des temps de collision qui résultent des collisions coulombiennes (déflexion à 90°) pour des populations en équilibre thermodynamique. Le tableau I présente les valeurs caractéristiques de ces temps et des libres parcours moyens dans les conditions telles qu'elles ont été observées. Cette analyse montre, d'autre part, que les deux espèces de particules peuvent être considérées comme étant chacune localement en équilibre thermodynamique. Ceci résulte de la comparaison du temps que met cet équilibre à se réaliser avec le temps de transit τ_{tr} qu'une particule passe en moyenne dans le choc. Par contre, le même raisonnement montre que l'équipartition de l'énergie entre les deux assemblées n'est pas réalisée.

Ces résultats entraînent la conséquence qu'il est justifié de traiter le problème au moyen des équations continues magnétohydrodynamiques. En effet dans ce cas, les propriétés du plasma ne sont plus définies par la fonction de distribution elle-même, mais par ses moyennes macroscopiques [8,19] et $\tau_{De} \ll \tau_{tr}$, $\tau_{Di} \ll \tau_{tr}$ qui établissent qu'à l'échelle où sont définies les grandeurs macroscopiques, celles-ci ne présentent pas de variation importante. Par ailleurs les conditions $r_{ci} \ll 1$, $r_{ce} \ll 1$, qui permettent de décrire simplement le mouvement individuel des particules, sont également vérifiées.

T A B L E A U I

1) - L'équilibre thermodynamique local est réalisé pour chaque assemblée de particules :

Les temps de collision :

$$\tau_e \simeq \frac{1}{Z_i} \tau_{De,e} = \tau_{Dei} = 2,310^5 \frac{T_e^{3/2}}{n Z_i \Lambda} \simeq 2 \times 10^{-11} \text{ s}$$

$$\tau_i \simeq \tau_{Dii} = 1,4 \cdot 10^7 \frac{A_i^{1/2} T_i^{3/2}}{n Z_i^3 \Lambda} \simeq 6 \cdot 10^{-9} \text{ s}$$

dans les conditions expérimentales :

$$n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}, A_i = 40 \text{ (Argon)}, Z_i = 2, T_e = 5 \text{ ev}, T_i = 10 \text{ ev}, \Lambda = 6$$

sont à comparer au temps de transit moyen :

$$\tau_{tr} \simeq 2a / V_i \simeq 2 \cdot 10^{-7} \text{ s}$$

$$\text{avec les conditions expérimentales } V_i \simeq 510^6 \text{ cm.s}^{-1} \quad \varnothing = 1 \text{ cm}$$

2) - L'équipartition entre les deux assemblées n'est pas réalisée car :

$$\tau_{eqe,i} = Z_i \tau_{eqi,e} \simeq 2,910^8 \frac{A_i}{n Z_i \Lambda} T_e^{3/2} \simeq 5,310^{-7} \text{ s}$$

3) - Les libres parcours moyens sont beaucoup plus petits que l'épaisseur $\varnothing$ et l'échelle C / ω_p .

$$\text{Les libres parcours moyens : } \lambda_e = V_{th,e} \tau_e \simeq 2 \times 10^{-3} \text{ cm}$$

$$\lambda_i = V_{th,i} \tau_i \simeq 4 \times 10^{-3} \text{ cm}$$

sont à comparer à :

$$e \simeq 1 \text{ cm} \text{ et } C / \omega_p \simeq 510^{-3} \text{ cm}$$

1.3.2. Analyse des processus irréversibles.

A une onde de choc collisionnelle dans un plasma est associée, du point de vue microscopique, la conversion d'une partie de l'énergie ordonnée des particules en énergie d'agitation thermique. A ceci correspond, du point de vue macroscopique, un accroissement de l'entropie. Les processus par lesquels l'entropie d'un plasma augmente, ne peuvent pas être décrits par une théorie continue. Le recours à l'équation de Boltzmann est nécessaire pour tenir compte des microforces qui agissent sur les particules à une échelle plus petite, en pratique la distance interparticule, que celle sur laquelle sont définies les grandeurs macroscopiques. Ces forces introduisent des fluctuations du mouvement qui ne peuvent pas apparaître dans les équations décrivant l'évolution de ces grandeurs.

Dans un plasma hors d'équilibre la fonction de distribution réelle diffère de la forme maxwellienne d'une quantité proportionnelle à l'écart à l'équilibre. L'accroissement de l'entropie est alors lié à l'existence de processus de relaxation gouvernés par les collisions et qui ont pour résultat que cette fonction tend à prendre la forme d'équilibre. En présence de cet écart à l'équilibre, on définit à partir de moments de la distribution des vitesses des grandeurs macroscopiques, qui traduisent cet écart et lui sont proportionnels. Sous l'action de ces "forces" qui s'exercent dans le sens du retour à l'équilibre, des flux apparaissent. On sait que l'accroissement de l'entropie peut s'écrire comme une somme de produits entre les "flux" et les "forces" ainsi définis. On montre que ce résultat peut-être obtenu directement à partir de l'équation de Boltzmann et qu'il est une propriété essentielle de ces processus dans un plasma [17].

Nous supposerons, ce qui sera justifié dans la suite, que nous avons affaire à un plasma complètement ionisé, dans un état d'ionisation bien déterminé. Ceci nous permet de négliger les irréversibilités dont les collisions inélastiques sont la cause. De plus nous supposerons que le plasma est optiquement mince, c'est-à-dire que nous n'aurons pas à considérer la production d'entropie due à la réabsorption du rayonnement. Dans ces conditions, les phénomènes de transport qui

doivent être examinés sont ceux-là même qui apparaîtront dans la description du plasma par les équations continues que nous avons en vue. En principe, ce sont les transports de quantité de mouvement (viscosité), de charge électrique (diffusion résistive), d'énergie thermique (conduction thermique).

Dans ces conditions, on peut alors mettre la loi d'évolution de l'entropie sous la forme [4, 17] :

$$\rho T V \frac{ds}{d\alpha} = D - \frac{dq_r}{d\alpha} + T \frac{d}{d\alpha} \left(K \frac{dT}{d\alpha} \right) \quad (2)$$

$$\text{avec : } D \equiv \frac{\eta}{\mu_0^2} \left(\frac{dB}{d\alpha} \right)^2 + \eta_v \left(\frac{dV}{d\alpha} \right)^2 + \frac{K}{T} \left(\frac{dT}{d\alpha} \right)^2$$

où η , η_v et K désignent respectivement les coefficients de résistivité, viscosité et conduction thermique et q la puissance rayonnée par unité de surface normale à la direction de l'écoulement.

Cependant dans l'écoulement que nous observons l'analyse des résultats expérimentaux met en évidence le rôle prépondérant de la diffusion résistive par rapport aux autres phénomènes de transport considérés. Dans ce qui suit nous montrons que ce fait est en accord avec le résultat de la comparaison des processus de transport entre eux à partir des données expérimentales.

Nous allons comparer dans la "fonction de dissipation" D les derniers termes, viscosité et conduction thermique avec le premier, la diffusion résistive.

La viscosité est le transport par les ions de la quantité de mouvement. Nous utiliserons l'expression du tenseur de viscosité obtenu par Braginskii à la limite où le champ magnétique est nul [4]. En effet, dans notre expérience, le rapport du temps de collision ionique au temps de giration qui est au plus égal à sa valeur dans le milieu aval, atteint la valeur $\omega_{ci} \tau_i \simeq 0,02$. Pour cette valeur, la correction due au champ magnétique à apporter aux coefficients de viscosité est négligeable. La seule composante du tenseur de viscosité à considérer dans ce problème est la composante longitudinale $\pi_{\alpha\alpha}$ qui à la limite

$B = 0$ ne dépend que d'un coefficient η_v . (voir Tableau II). Nous l'avons exprimé en fonction de l'échelle classique $\rho_i v_{th,i} \lambda_i$. On constate que le rapport R_v du terme de viscosité à celui de diffusion résistive dans la fonction de dissipation croît du milieu amont vers le milieu aval. C'est donc en fonction des valeurs mesurées dans ce dernier milieu que doit être évalué ce rapport dans le cas qui nous concerne. La valeur obtenue nous permet bien de négliger la viscosité en tout point du profil.

La conduction thermique est le transport d'énergie par les électrons. En effet, comme pour la viscosité la valeur du rapport du temps de collision au temps de giration $\omega_{ce} \tau_e \simeq 0,1$ est suffisamment petite pour que nous puissions négliger l'effet du champ magnétique. Sur le tableau III, nous avons donné la valeur de la conductibilité thermique telle qu'elle a été calculée dans le travail précité de Braginskii. Cette valeur est très voisine de celle qui avait été obtenue par Spitzer [49]. L'expression du rapport des termes de conduction thermique et de diffusion résistive est en général compliquée. Nous ne l'avons donnée que dans le cas qui nous concerne. Avec les valeurs des grandeurs dans le milieu aval, où ce rapport est maximum, on obtient une valeur de l'ordre de 0,1. Ce qui, compte tenu de sa forte dépendance avec la température (T^5), nous permet de négliger l'influence de la conduction thermique comparée à la résistivité en tout point de la région où la matière est accélérée*.

* Nous verrons plus bas (page 48) qu'en avant de cette région (couche de courant) là où la matière est encore au repos, l'ionisation du gaz à l'état AII ($Z = 1$) pourrait être due à un transfert de chaleur depuis la couche de courant.

T A B L E A U II

VISCOSITE. -

Braginskii [4] a calculé : $\eta_v = 0,47 (\rho_i V_{th,i} \lambda_i)$

soit numériquement :

$$\eta_v = 2,810^{-6} \frac{A_i^{1/2} T_i^{5/2}}{Z_i^4} \frac{\text{kg}}{\text{m.s}}$$

T_i en ev.

Le rapport des sources d'entropie dues à la viscosité et à la résistivité respectivement s'écrit en chaque point :

$$R_v = \frac{\eta_v \mu_0^2}{\eta} \left(\frac{dV}{dB} \right)^2$$

qui en tenant compte de :

$$\frac{dV}{dB} \approx \frac{(V_2 / V_1) - 1}{(B_2 / B_1) - 1} \frac{V_1}{B_1} = - \xi \frac{V_1}{B_1} = - \frac{V_2}{B_1}$$

$$\xi = \frac{V_2}{V_1} = \frac{B_1}{B_2}$$

s'écrit :

$$R_v \approx \mu_0 M_A^2 \xi \frac{\rho}{\rho_1} \frac{V_{th,i} \lambda_i}{\eta}$$

R atteint sa valeur maximum dans le milieu aval :

$$\rho \lambda_i \approx \rho_2 \lambda_{i2} , V_{th,i} \approx V_{th,i2} , \eta \approx \eta_2 = \eta(T_2)$$

d'où :

$$R_v \approx M_A^2 \xi \frac{V_{th,i2}}{V_1} \frac{\lambda_{i2}}{L_2} \quad L_2 = \eta(T_2) / 2 \mu_0 V_1$$

Cette inégalité se simplifie dans le cas qui nous intéresse ($\mu_0 \rho_1 v^2 \simeq B_2^2$) et s'écrit alors :

$$R_v \leq \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{V_{thi,2}}{V_1} \frac{\lambda_{i2}}{L_2} \simeq 3 \cdot 10^{-3}$$

T A B L E A U III

CONDUCTION THERMIQUE.-

Braginskii [4] a calculé : $K_e = 0,55 n m_e V_{the} \lambda_e c_{ve}$

soit numériquement : $k_e = 2,3 \frac{T_e^{5/2}}{\Lambda} \frac{\text{Joule}}{\text{m. deg.s}}$

avec $Z_i = 2$ T_e en eV

Le rapport des sources d'entropie, dues à la conduction et à la résistivité respectivement, vaut :

$$R_c = \frac{\mu_0^2 K_e}{\eta T} \left(\frac{dT}{dB} \right)^2$$

$$\simeq \frac{\mu_0^2 k n V_{the}^2 T_e}{2 \eta T} \frac{(T_2 - T_1)^2}{(B_2 - B_1)^2}$$

L'expression de R_c est en général compliquée ;

Dans le cas qui nous concerne où $B_1 \ll B_2$, $\mu_0 n m_i V_1^2 \simeq B_2^2$

$$T_2 - T_1 \simeq T_1$$

on a dans le milieu aval la valeur maximum :

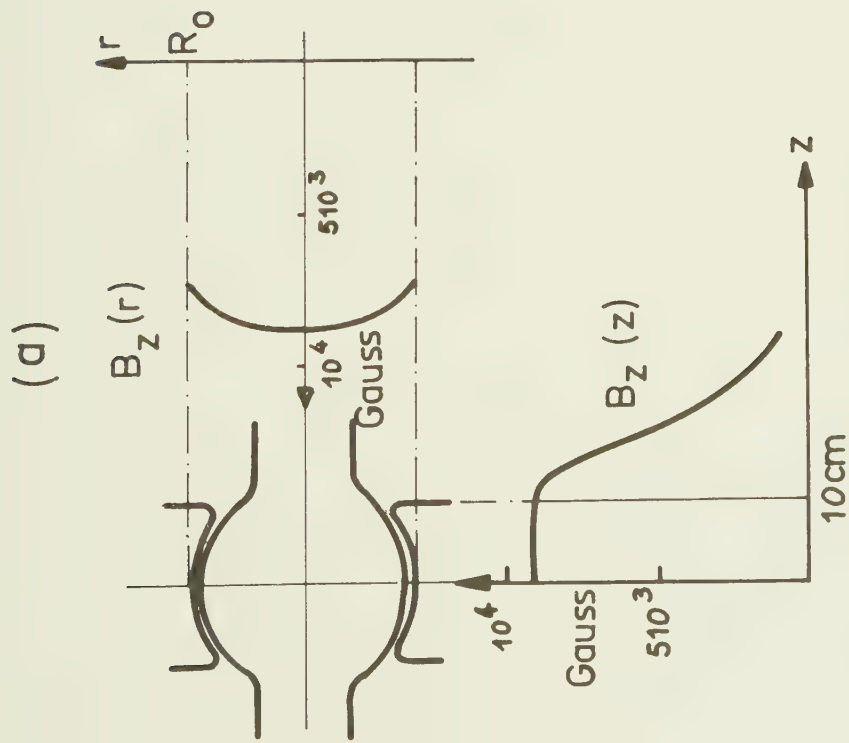
$$R_c \simeq \frac{\lambda_e}{L_2} \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{V_{the}}{V_1} \right)^3 \simeq 0,1$$

II. PARTIE EXPERIMENTALE.

II.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL.- [1].

Le champ magnétique de compression est produit par la décharge d'un banc de condensateurs rapides dans une spire unique. (Voir Fig. 5 et 6). Ses caractéristiques dimensionnelles ont été choisies en vue de rendre maximum l'énergie magnétique qui y est localisée, à l'instant où le courant est maximum. Le banc d'énergie étant donné ainsi que le diamètre de la spire dans le plan médian, la longueur et la forme des extrémités arrondies de la spire ont été déterminées pour donner au champ magnétique au centre une valeur maximum. Cette analyse a été effectuée au moyen d'une curve rhéographique. Le compromis adopté donne au champ magnétique sur l'axe une valeur pratiquement constante sur la longueur de la spire. Par ailleurs, la courbure axiale des lignes de force du champ est au plus égale à leur courbure radiale ; L'égalité de ces deux courbures étant réalisée sur la surface intérieure de la spire dans le plan médian.

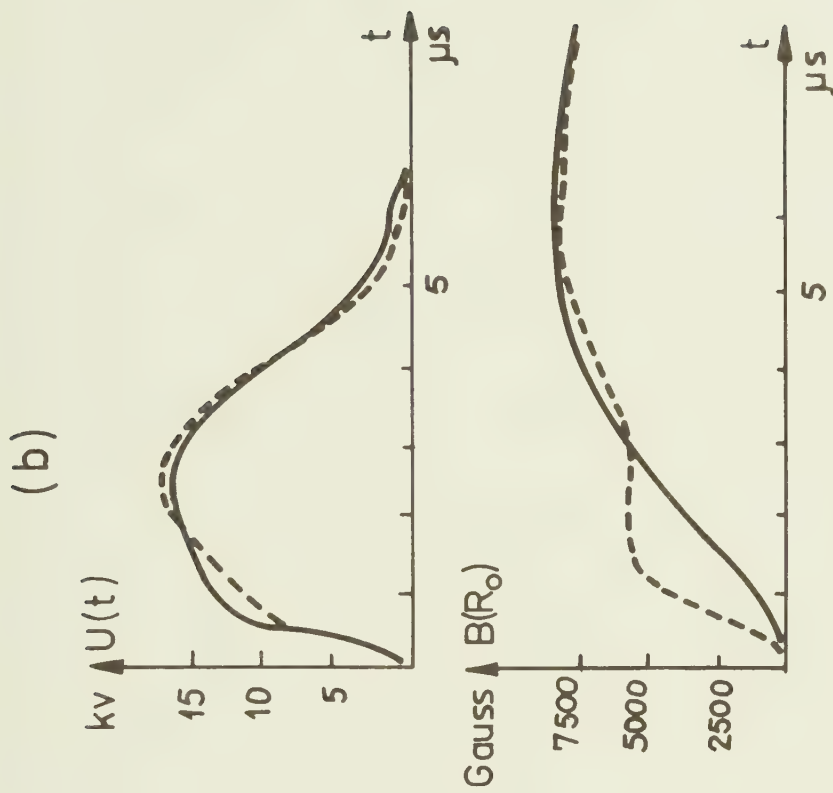
La source d'énergie qui alimente la spire est un banc de condensateurs. Il est bien connu que la partie la plus délicate d'un tel ensemble est l'organe de commutation. Nous avons choisi d'utiliser des ignitrons S.W. S.A.S. modèle qui se trouvait être facilement disponible au moment de la réalisation du banc. Les performances de ces ignitrons compatibles avec un fonctionnement fiable sont un courant maximum de 40 KA et une tension maximum de 20 KV. Afin de disposer d'une tension suffisante aux bornes de la spire, nous avons été conduits à adopter un assemblage de condensateurs en "série-parallèle" au lieu de l'assemblage "parallèle" habituel. Le banc est constitué de 10 éléments identiques à celui qui est représenté sur la figure 7 (a). Cet élément comporte deux groupes de condensateurs de capacité $7,5 \mu F$ chacun, commuté par deux ignitrons "série" S (un seul est représenté sur la figure).



$B_z(r)$ champ magnétique
dans le plan médian

$B_z(z)$ champ magnétique
sur l'axe.

($p=0$)



$U(t)$ tension aux bornes de la spire
 $B(R_0)$ champ magnétique entre la
chambre et la spire.
(dans le plan médian)

(—) $p=0$ (---) $p=50 \text{ mtorr (Argon)}$

FIGURE 5

Pour éviter le courant inverse, cet élément est court-circuité par des ignitrons (C.C.) à l'instant où le courant dans le circuit est maximum ($T/4 = 6 \mu s$). Une tension de préionisation oscillante est appliquée aux bornes de la spire en parallèle sur la tension du banc principal, l'énergie nécessaire provient d'un condensateur de $3,8 \mu F$ commuté par un éclateur dans l'air. Le circuit équivalent est représenté sur la figure 7 (b) qui met en évidence les selfs parasites. La résistance de $0,5 \text{ ohm}$ connectée aux bornes de la spire est destinée à amortir les oscillations du banc de préionisation. (Ceci est nécessaire pour diminuer la tension inverse qui apparaît aux bornes des ignitrons de la partie du banc principal qui est chargée négativement). Enfin, le banc principal est raccordé à la spire par un circuit à faible self constitué de plaques métalliques (largeur : 40 cm , distance d'isolement $\sim 1,5 \text{ mm}$). Le déclenchement du dispositif est effectué de la façon suivante : Le banc de préionisation est déclenché $35 \mu s$ avant l'instant choisi pour le déclenchement du banc principal. La tension aux bornes de la spire à cet instant est représentée sur la figure 5 (b). Les oscillations que l'on observe superposées à ce signal sont dues au couplage du circuit principal avec le circuit de préionisation. La tension maximum est 17 KV , la différence avec la tension de charge du banc étant presque exclusivement due à la chute de tension dans les ignitrons. En pratique, la mise au point de ce montage s'est avérée extrêmement délicate (en particulier il n'a pas été possible de faire fonctionner les ignitrons à leur tension nominale). Ceci provient, d'une part de la difficulté de déclencher simultanément un grand nombre d'ignitrons, particulièrement gênante pour un banc dont le temps de montée est assez rapide ($T/4 \simeq 6 \mu s$) et, d'autre part, de la disposition série adoptée qui a nécessité des circuits de déclenchement très fortement isolés. Ainsi, au moment du choc l'ensemble du dispositif : spire, banc de préionisation, banc principal, est entièrement isolé (montage "en l'air").

Le gaz auquel est appliqué la compression est de l'argon à la pression 50 m torr contenu dans une enceinte en verre de forme sphérique qui s'adapte à la spire. La densité électronique obtenue par application de la préionisation est de l'ordre de 10^{13} cm^{-3} . Cette valeur qui a été mesurée par interférométrie microondes à $\lambda = 8 \text{ mm}$ est environ $0,5 \%$ de la densité initiale du gaz. Toutefois à l'exception d'une meilleure reproductibilité des mesures de choc à choc le phénomène observé ne dépend pas de l'existence de cette préionisation.

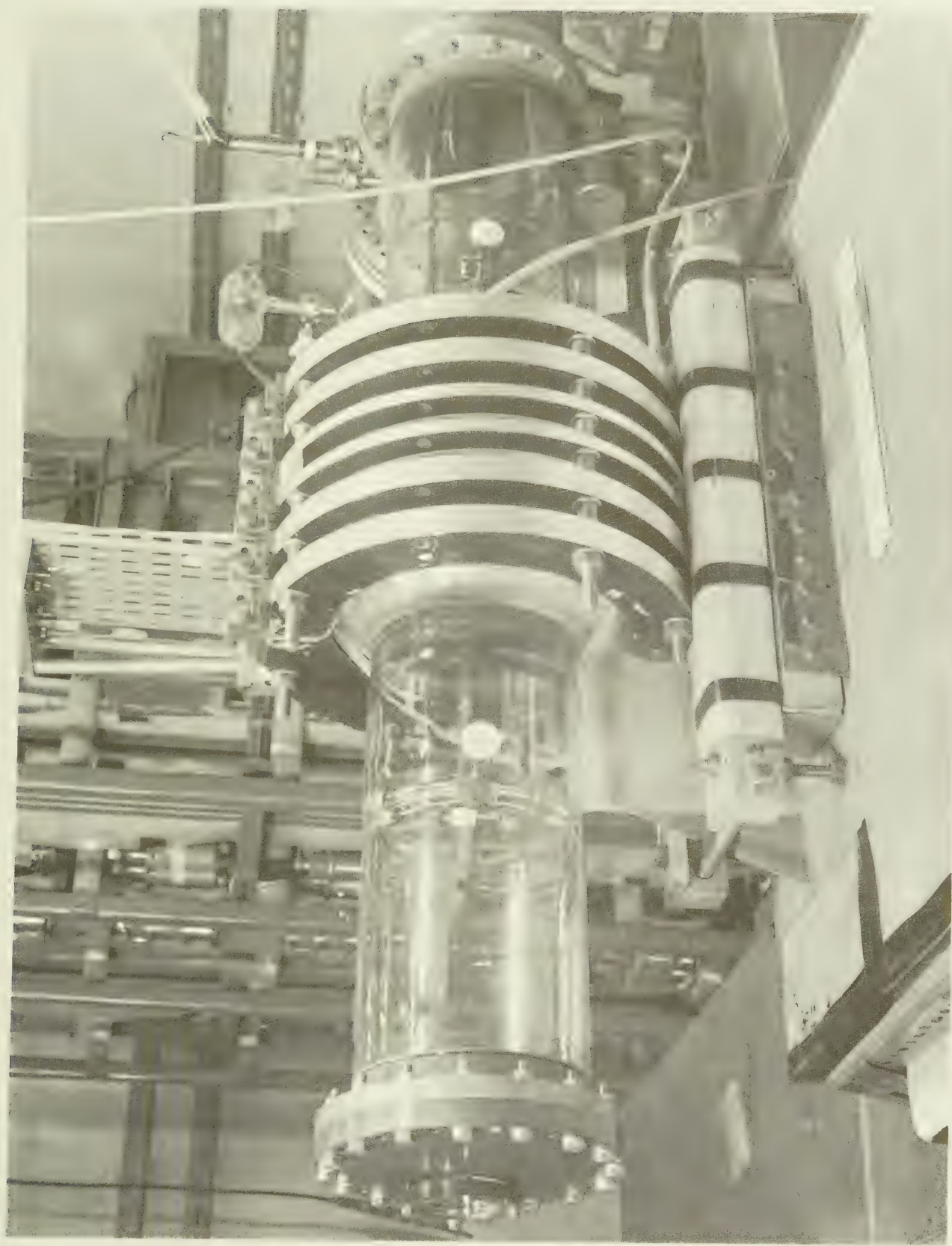


Fig. 6

II.2. MESURES .

II.2.1. Cinématographie ultra-rapide :

Des photographies de la décharge ont été prises au moyen d'une caméra ultra-rapide à séquence d'images (Beckman/Berkeley-modèle 189). Dans ce type de caméra la disposition qui permet d'obtenir une image fixe est la suivante : l'image de la décharge est formée par l'objectif d'entrée sur un miroir tournant (vitesse de rotation 7000 t/sec.). Cette image intermédiaire est reprise par une série de 25 objectifs qui en forment autant d'images sur un film 35 mm. Les objectifs sont disposés de façon équidistante sur un cercle centré sur l'axe de rotation du miroir. Chacune de ces images est éclairée lors du passage du miroir par la position correspondant à la réflexion spéculaire. Ainsi le mouvement de rotation du miroir permet d'obtenir , d'une part la séparation spatiale des images et, d'autre part , la définition d'un temps de pose. L'utilisation de cette caméra sur notre expérience nous a obligés à la modifier pour supprimer les images parasites que l'on obtiendrait après un tour complet du miroir. Cette suppression est obtenue par l'utilisation d'un second miroir à axe vertical situé en avant de l'objectif et dont la vitesse de rotation est suffisamment lente (150 t/sec.) pour que le déplacement horizontal de l'image qu'il introduit soit négligeable durant le temps de la prise de vue ($0,3 \mu\text{s}$).

Un dispositif électronique à coïncidences déclenche la séquence des opérations de commutation lorsque les deux miroirs sont positionnés correctement.

II.2.2. Champ magnétique :

La composante axiale B_z du champ magnétique a été mesurée au moyen de sondes, réalisées suivant la technique décrite par CAMAC et al. et introduites radialement [6 , 42]. Le temps de montée de la chaîne de mesure (circuit d'intégration et oscilloscope inclus) est de 20 ns. Pour limiter la perturbation apportée, le support de la sonde est disposé dans le plasma non encore rencontré par la couche de courant.

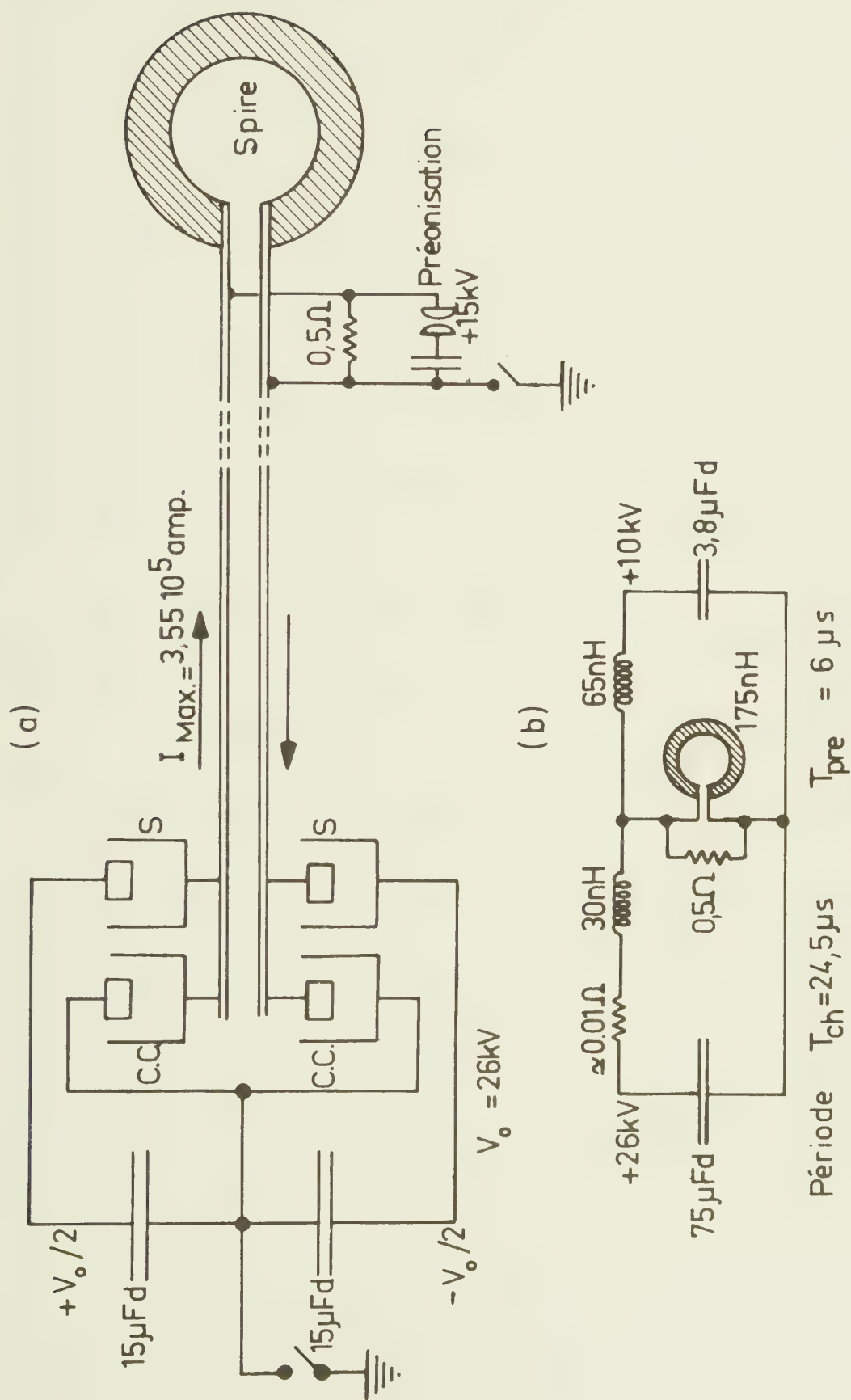


FIGURE 7

CIRCUIT ELECTRIQUE. Le banc d'énergie est constitué de 10 unités identiques à celle qui est représentée en (a). S, C.C. ignitrons de commutation. L'ensemble du montage est isolé de la masse au moment du choc.

(b) Circuit électrique équivalent.

Des sondes de différentes dimensions (diamètre hors tout minimum : 0,8mm) ont été utilisées, et les profils, comme les valeurs de champ magnétique, ainsi obtenus, sont sensiblement identiques et donc indépendants des moyens de mesure.

11.2.3. Mesure de la densité électronique par interférométrie optique :

Le fait que la densité soit concentrée radialement derrière la couche de courant a permis l'utilisation d'un montage particulièrement simple. Il s'agit d'un interféromètre de Jamin à lames de quartz cristallin (épaisseur : 4 cm, distance des faisceaux : 3 cm) mis en oeuvre selon les techniques décrites par ASCOLI-BARTOLI [2]. Les deux lames sont simplement posées sur deux supports lourds distants de 2,50 m. Les deux faisceaux sont parallèles à l'axe de la spire (figure 8). La source de lumière est d'un type analogue à celle décrite par LOVBERG [36], le détecteur est constitué d'un photomultiplicateur précédé d'un monochromateur.

Le faisceau de référence en avant de l'onde de choc est protégé par un tube en verre. Le faisceau utilisé traverse le plasma présent dans la région comprise entre les deux demi-tubes extérieurs sur une longueur suivant l'axe de 3 ou 6 cm. Les résultats indiquent dans ces deux cas la même densité électronique.

11.2.4. Mesure spectroscopique de la température électronique et de la densité ionique.

Un montage optique schématisé sur la figure 9 permet de viser le plasma à travers des fentes ménagées dans la spire de compression ; il définit un pinceau de rayons lumineux (de dimensions : 0,5 mm dans la direction radiale, 10 mm dans la direction axiale), perpendiculaire à l'axe et dont la distance à l'axe peut être variée. Un photomultiplicateur placé derrière la fente de sortie d'un monochromateur mesure un flux lumineux proportionnel à l'intégrale, le long du rayon lumineux moyen, de l'intensité émise par le plasma dans un angle solide limité par l'ouverture angulaire du monochromateur.

Des mesures successives en fonction du temps à différentes distances de l'axe, permettent de déduire la distribution radiale de l'intensité de lumière émise, par cm^3 , à différents instants, après inversion de l'intégrale d'Abel correspondante - la méthode utilisée est celle décrite par GORENFLO [21].

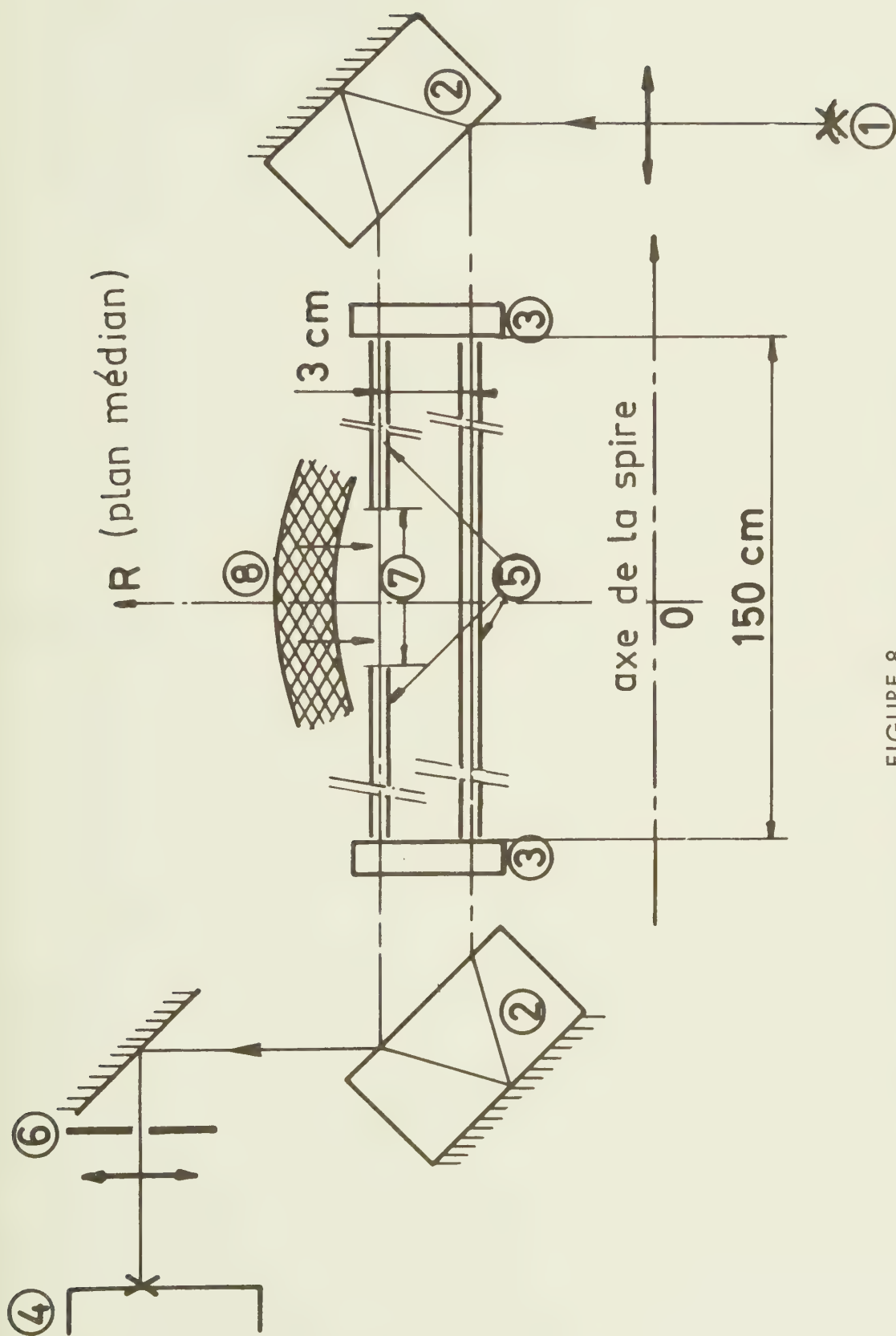


FIGURE 8

MONTAGE INTERFEROMETRIQUE UTILISE POUR LA MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE.

1- Source de lumière. 2- Lames interférométriques de Jamin (épaisseur 4cm). 3- Fenêtres optiques en quartz. 4--Monochromateur et Photomultiplicateur. 5- Tubes de verre ($\varnothing = 5\text{mm}$) (voir explications dans le texte). 6- Diaphragme ($\varnothing = 1\text{mm}$). 7- Longueur utile de mesure (3 cm ou 6 cm). 8- Couche de plasma.

Les mesures faites avec ce montage ont porté sur des raies de l'argon dans les états A II et A III (voir tableau IV) et sur l'émission de fond continu au voisinage de ces raies. On doit noter que la présence d'argon dans les états A I et A IV n'a pas pu être observée par des mesures dans le spectre visible.

La température électronique a été déterminée par la mesure du rapport des intensités de deux raies de AlI, dont les populations des niveaux supérieurs sont en équilibre thermodynamique avec les électrons.

Du point de vue expérimental, la mesure consiste à comparer deux à deux les intensités des raies en question. Si m_1 et m_2 mesurent, compte tenu des différences de sensibilité de l'appareillage, les puissances dans ces raies, on a

$$P_{m_1} = (\hbar \omega_{m_1 n_1} A_{m_1 n_1}) N_{m_1}$$

$$P_{m_2} = (\hbar \omega_{m_2 n_2} A_{m_2 n_2}) N_{m_2}$$

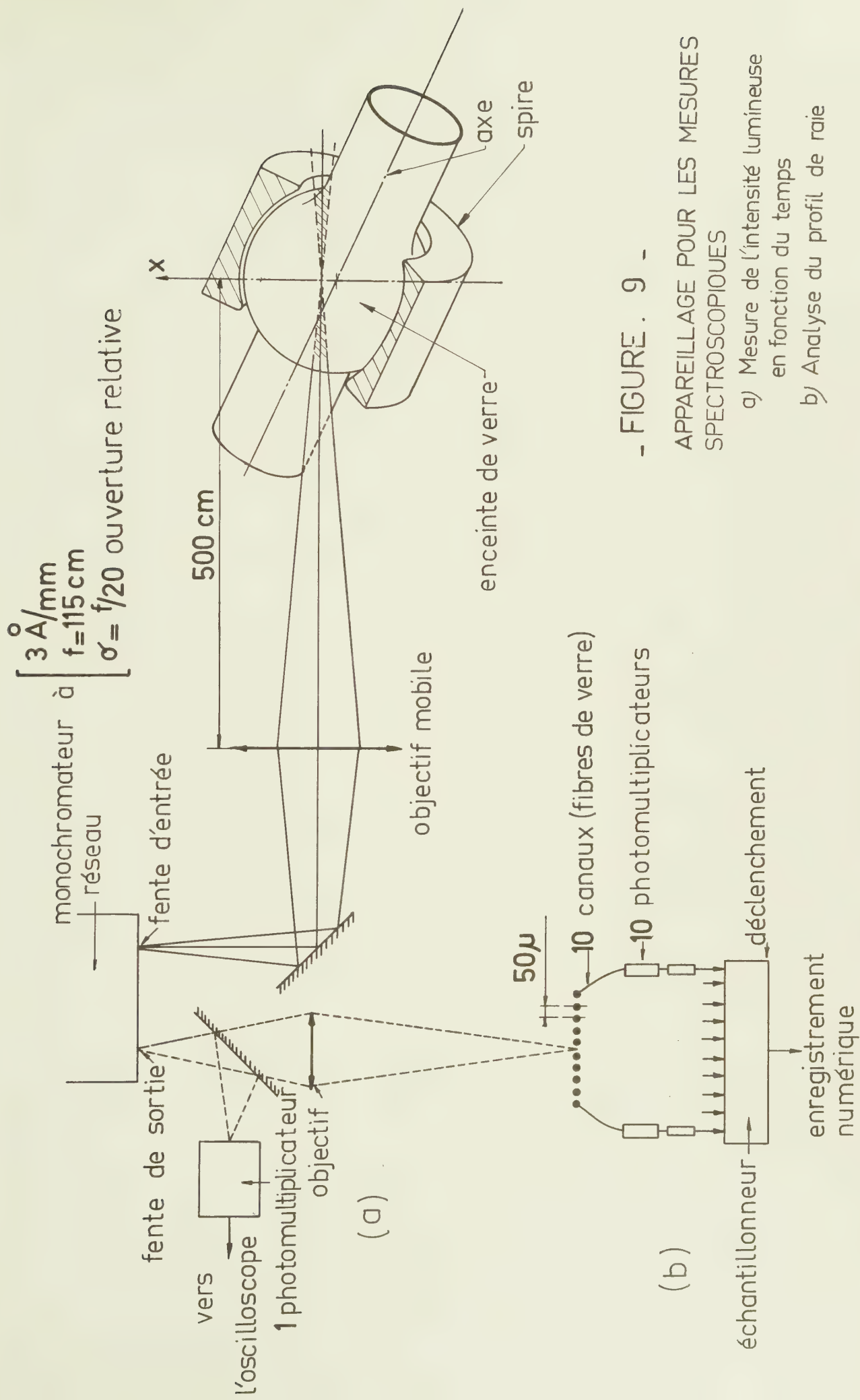
Si les niveaux m_1 et m_2 sont en équilibre thermodynamique, leurs populations sont entre elles dans le rapport :

$$\frac{N_{m_1}}{N_{m_2}} = \frac{g_{m_1}}{g_{m_2}} e^{-(E_{m_1} - E_{m_2}) / k T_e} \quad (3)$$

La connaissance des niveaux supérieurs de la transition, (poids statistique

$g_{m_1} = 2J_1' + 1$, Energie E_{m_1}) et des probabilités de transition $A_{m_1 n_1}$, conjointement avec la mesure du rapport P_{m_1} / P_{m_2} permet d'atteindre la température T_e .

Fondamentalement cette méthode repose sur le fait que pour un atome dans un état d'ionisation donné, les populations des niveaux suffisamment élevés en énergie sont contrôlées par les électrons. En effet d'une façon générale la population d'un niveau est le résultat de la balance entre différents processus qui permettent les transitions entre ce niveau et les autres niveaux de l'atome. Dans notre cas, sont à considérer, d'une part les transitions induites par



- FIGURE . 9 -

APPAREILLAGE POUR LES MESURES SPECTROSCOPIQUES

- a) Mesure de l'intensité lumineuse en fonction du temps
- b) Analyse du profil de raie

collisions inélastiques avec les électrons et d'autre part les transitions spontanées, car nous supposons la densité de rayonnement suffisamment faible pour ne pas avoir à prendre en compte les transitions induites. Dès lors, les populations des niveaux pour lesquels les transitions par collisions électroniques sont prédominantes par rapport aux transitions spontanées sont en équilibre avec les électrons.

Il est toujours possible de trouver un niveau suffisamment élevé en énergie tel que cet équilibre soit vérifié pour les niveaux qui lui sont supérieurs. Ceci résulte de la comparaison des probabilités de transition spontanée et de transition par collisions. Dans l'état actuel de la connaissance de ces probabilités cette comparaison est particulièrement simple pour les niveaux qui peuvent être décrits par l'approximation coulombienne, c'est-à-dire précisément ceux qui sont suffisamment élevés en énergie, (Nombres quantiques principal m et azimutal J suffisamment grands). Dans cette approximation où la configuration est du type "hydrogénoïde", on sait que si l'on fait croître le nombre quantique principal m du niveau, la probabilité de transition spontanée vers les niveaux inférieurs décroît comme $m^{-9/2}$ tandis que la probabilité de transition par excitation électronique croît comme m^4 . On conviendra avec GRIEM [24] de choisir la valeur de m du niveau critique de telle manière que pour ce niveau les transitions spontanées soient 10 fois moins fréquentes que les transitions collisionnelles. La probabilité de ces dernières étant proportionnelle à la densité électronique, le résultat peut s'exprimer par la valeur minimum que la densité doit avoir pour qu'un niveau donné soit peuplé selon l'équilibre thermodynamique avec les niveaux supérieurs (à 10 % près pour ce niveau). Cette valeur de la densité a été estimée par GRIEM [24] à :

$$n_e \geq 0,7 \cdot 10^{19} \frac{Z^6}{m^{17/2}} \left(\frac{T_{eV}}{13,6} \right)^{1/2} \text{ cm}^{-3}$$

Au tableau V figurent ces valeurs en ce qui concerne les niveaux supérieurs des raies utilisées et en supposant la température électronique égale à $T_e = 5 \text{ eV}$.

$\lambda \text{ \AA}$	Transition	$E (*), \text{ eV}$	$f_{J'J}^{(\xi)}$ théor.	$f_{J'J}$ exp.
AII 4806	$-4s^4P \frac{5}{2} - 4p^4P \frac{5}{2}$	19,14	0,221	0,270
4589	$-4s^1D \frac{3}{2} - 4p'^2F \frac{5}{2}$	21,04	0,466	0,300
4103	$-4p^4D \frac{7}{2} - 5s^4P \frac{5}{2}$	22,40	0,152 ^(*)	
	$-4p^2D \frac{5}{2} - 5s^2P \frac{3}{2}$	22,60	0,164 ^(*)	
4448	$-4p'^2D \frac{5}{2} - 5s'^2D \frac{5}{2}$	24,18	0,173	
	$-4p'^2D \frac{5}{2} - 5s'^2D \frac{3}{2}$	- id -	0,012	
AIII 3858	$-3d''^3P 1 - 4p''^3D 2$	29,66	0,002	

* E est l'énergie du niveau supérieur de la transition

$\xi f_{J'J}$ est la force d'oscillateur en absorption dont les valeurs théoriques sont calculées dans l'approximation coulombienne, et les valeurs expérimentales relevées dans OLSEN [40].

* Ces valeurs, pondérées pour des raies non séparées, n'ont pas permis d'obtenir des résultats expérimentaux en accord avec ceux utilisant les autres transitions du tableau. Cet accord serait réalisé pour des valeurs expérimentales des $f_{J'J}$ deux fois plus faibles environ.

$\text{\AA}$	4806	4589	4103	4448
m_1	4	4	5	5
$10^{-15} n_e \text{ cm}^{-3}$	2	2	0,3	0,3

Les valeurs obtenues doivent être comparées à la valeur de la densité mesurée dans la région où est déterminée la température par la méthode en question. L'examen de la figure 14 montre que dans cette région la densité est au moins égale à $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Il en résulte donc que les populations des niveaux considérés, ainsi que celles de tous les niveaux qui leur sont supérieurs sont contrôlés par les collisions électroniques.

Toutefois pour pouvoir parler d'équilibre thermodynamique il nous reste à vérifier que le temps avec lequel cet équilibre s'établit est très inférieur au temps d'évolution du phénomène, dont une échelle est le temps de transit $\tau_{tr} \simeq 0,2 \mu\text{s}$. Pour cela nous considérerons le temps de vie du niveau m tel qu'il résulte des seules collisions électroniques. Dans l'approximation coulombienne, on peut estimer ce temps à ,

$$\tau_m \simeq 4,5 \cdot 10^{-7} \frac{Z^3}{m^4 n_e} \left(\frac{k T_e}{Z^2 E_H} \right)^{1/2} e^{2Z^2 E_H / m^3 k T_e} \text{ s}$$

où n_e désigne la densité électronique en cm^{-3} et $E_H = 13,6 \text{ eV}$, [24]. Comme ce temps décroît lorsque m augmente et que sa valeur pour les niveaux considérés ($m \simeq 4$) est de l'ordre de 10^{-10} sec. dans la couche de courant, il en résulte que les processus de collisions électroniques sont suffisamment rapides pour assurer l'équilibre.

Par ailleurs comme nous l'avons supposé dans ce paragraphe les raies utilisées ne sont pas réabsorbées, de telle sorte que la puissance mesurée est bien proportionnelle à la population du niveau supérieur de la transition. Ceci peut être vérifié à posteriori par l'estimation de la puissance absorbée.

D'après GRIEM [24] elle est contrôlée par le facteur :

$$\left| \frac{1}{I} \right| \frac{dI}{dx} \equiv k(\omega) = 2\pi^2 \Gamma_0 e f_{mn} N_n \left(1 - e^{-\hbar\omega/kT} \right) L(\omega) \times 2\pi$$

où Γ_0 désigne le rayon de la première orbite de Bohr ($\Gamma_0 = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$).

Ce facteur dépend de la distribution spectrale $L(\omega)$ de l'énergie dans la raie.

Dans notre cas ce profil est déterminé de façon prédominante par l'effet Doppler dû à la température ionique. En ne tenant compte que de cette seule cause d'élargissement nous surestimons l'importance de l'absorption. Avec :

$$\begin{aligned} |L(\omega)| &= \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \tilde{L}(\delta\lambda) \\ &= \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \left(\frac{m_i c^2}{2\pi k T_i \lambda_0^2} \right)^{1/2} e^{-\frac{m_i c^2}{2k T_i} \left(\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} \right)^2} \end{aligned}$$

on obtient, au centre de la raie ($\delta\lambda = 0$) :

$$k = 3,8 \cdot 10^{-16} (\lambda_0)_\mu \frac{c}{v_{th,i}} f_{m,n} (N_n)_{\text{cm}^{-3}} \text{ cm}^{-1}$$

en négligeant le facteur exponentiel dans l'expression rigoureuse de $k(\omega)$. L'application aux raies utilisées avec $E_i \lesssim 20 \text{ eV}$, $N_n \lesssim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, donne pour la raie la plus fortement absorbée ($\lambda_0 = 4806 \text{ \AA}$) la valeur $k \simeq 10 \text{ cm}^{-1}$, à laquelle correspond sur une épaisseur de 1 cm, une absorption de l'ordre de 5 %.

Enfin, la méthode de mesure de la température qui vient d'être discutée peut être testée directement. En effet la comparaison des intensités des raies doit donner la même valeur de la température quelque soit le couple de raie choisi. Ceci a été effectivement vérifié en différents points du profil. On peut noter que cela permet d'affirmer que les niveaux en question sont bien en équilibre thermique.

Comme il sera montré par la suite, le plasma dans la couche de courant est constitué d'argon dans l'état d'ionisation A III ($Z=2$). La densité N_1^{III} , des ions sur le niveau fondamental de cet état a été déterminée à partir des valeurs de la densité de population des niveaux supérieurs de A II. En effet, comme il vient d'être discuté, ces niveaux, à condition qu'ils soient suffisamment excités, sont en équilibre thermodynamique avec tous les niveaux qui leur sont supérieurs et en particulier avec le niveau fondamental de l'état d'ionisation A III. Il est alors possible, ces niveaux étant connus, de déterminer N_1^{III} par application de la formule de Saha.

Cette formule s'écrit ici

$$\frac{n_e N_1^{\text{III}}}{N_m^{\text{II}}} = \frac{g_e g_1^{\text{III}}}{g_m^{\text{II}}} \left(\frac{m_e k T_e}{2 \pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\Delta E_m / k T_e} \quad (4)$$

$$= 6 \cdot 10^{21} \frac{g_1^{\text{III}}}{g_m^{\text{II}}} T_{e, \text{eV}}^{3/2} e^{-\Delta E_m / k T_e} \text{ cm}^{-3}$$

où les g désignent les poids statistiques et $\Delta E_m \equiv E_\infty^{\text{III}} - E_m^{\text{II}}$ la différence d'énergie entre le niveau m de A II que l'on considère et le niveau fondamental de A III ($E_\infty^{\text{III}} \simeq 27,58$ eV est le potentiel d'ionisation de A II, compte tenu de la réduction de l'énergie d'ionisation due à la présence du plasma). Cette formule permet d'atteindre N_1^{III} à partir des valeurs mesurées de n_e et N_m^{II} , T_e étant connue. Quant à la densité N_m^{II} , elle a été déduite de la mesure absolue de la puissance P_m émise dans les raies correspondant aux transitions à partir de ces niveaux. A cette fin l'appareillage de mesure a été soigneusement étalonné au moyen d'une source de référence (lampe à filament de tungstène de température connue).

En plus des mesures précédentes, nous avons également comparé la valeur de la densité électronique telle qu'elle a été obtenue par interférométrie optique avec celle que l'on peut déduire de la mesure de l'émission dans le fond continu.

Il est en effet bien connu que, les ions étant dans un état d'ionisation donné, cette émission se fait avec une intensité proportionnelle à n_e^2 , avec un coefficient dépendant faiblement de T_e dans le spectre visible. Nous verrons que la température et le degré d'ionisation varient suffisamment peu, là où la densité a été mesurée pour que nous puissions en déduire la valeur relative de la densité électronique.

11.2.5. Mesures spectroscopiques de la vitesse et de la température des ions.

Afin de déterminer la distribution de vitesse et la température des ions, nous avons mesuré l'effet Doppler sur les profils spectraux de certaines raies émises par le plasma ($\lambda = 4806 \text{ \AA}$ et $\lambda = 3858 \text{ \AA}$ pour A II et A III respectivement). On peut facilement s'assurer, à cause de l'importance de l'effet Doppler observé, que l'on peut négliger toutes les autres causes d'élargissement ou de déplacement des raies, tels que par exemple l'effet Stark.

L'appareillage utilisé [5] est schématisé sur la figure 9. La raie à étudier, isolée par un monochromateur, est résolue en 10 intervalles spectraux par un montage à fibres de verre. La puissance dans chacun de ces intervalles est détectée par un photomultiplicateur et le signal envoyé dans un échantillonneur électronique digital à 10 canaux. Le profil spectral de la raie à étudier est ainsi analysé dans le temps au cours d'un seul choc.

L'émission lumineuse a été observée suivant deux directions perpendiculaires. Dans l'une la visée est effectuée parallèlement à l'axe, visée paraxiale, et à une distance de celui-ci égale à 4 cm, dans l'autre suivant un diamètre passant par l'axe, visée transversale. Dans ce dernier mode de visée, la lumière reçue a pour origine deux régions disposées symétriquement par rapport à l'axe et qui ont, relativement à l'observateur des vitesses radiales opposées. Il en résulte que les effets Doppler observés sont symétriques par rapport à la longueur d'onde λ_0 de la raie non perturbée, du moins en ce qui concerne l'influence de la vitesse ordonnée.

II.3. ANALYSE DES OBSERVATIONS.

II.3.1. Champ magnétique.

Les oscillogrammes obtenus, tels que ceux représentés sur la figure 10 (a), permettent de tracer à différents instants, le profil radial du champ magnétique B_z . La figure 10(b) donne de tels profils dans le plan médian.

Le fait essentiel est que le champ magnétique pénètre dans la spire derrière une couche de courant qui se propage radialement vers l'axe. Sa vitesse varie légèrement au cours de l'implosion, depuis $4 \text{ cm} / \mu\text{s}$ au bord jusqu'à $6,5 \text{ cm} / \mu\text{s}$ environ sur l'axe. Sa trajectoire $r(t)$ en fonction du temps dans le plan médian est donnée sur la figure 14. Dans le même temps son épaisseur reste constante et égale à 1 cm environ, comme on peut le voir sur la figure 10 (b), compte tenu de la variation de vitesse en question.

En étendant les observations en dehors du plan médian et autour de l'axe, on constate que la couche de courant est disposée sur une surface de révolution dont la longueur le long de l'axe est sensiblement égale à celle de la spire, soit 24 cm . C'est ce que montre la figure 11. Ainsi la couche de courant divise l'espace en deux régions :

i) Dans la région intérieure contenant l'axe, le champ magnétique conserve sa valeur initiale nulle ;

ii) Dans la région extérieure, le champ, quoique non uniforme, garde une valeur constante au cours du temps.

Ainsi le courant électrique apparaît nul partout, sauf dans la couche de courant elle-même. On notera que du fait que la valeur du champ magnétique reste constante de part et d'autre de la couche, la croissance du flux magnétique dans la spire est due exclusivement à la progression de la couche de courant.

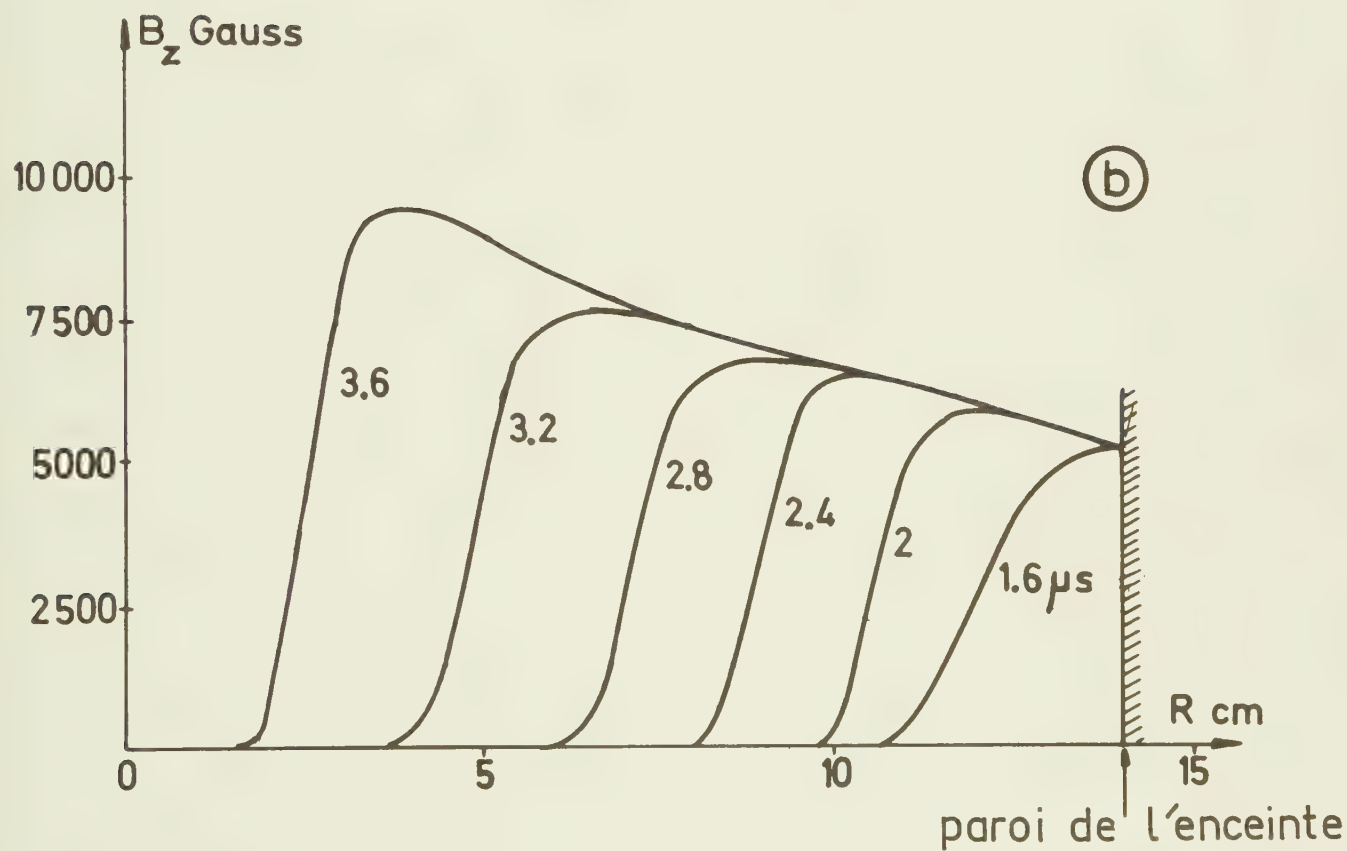
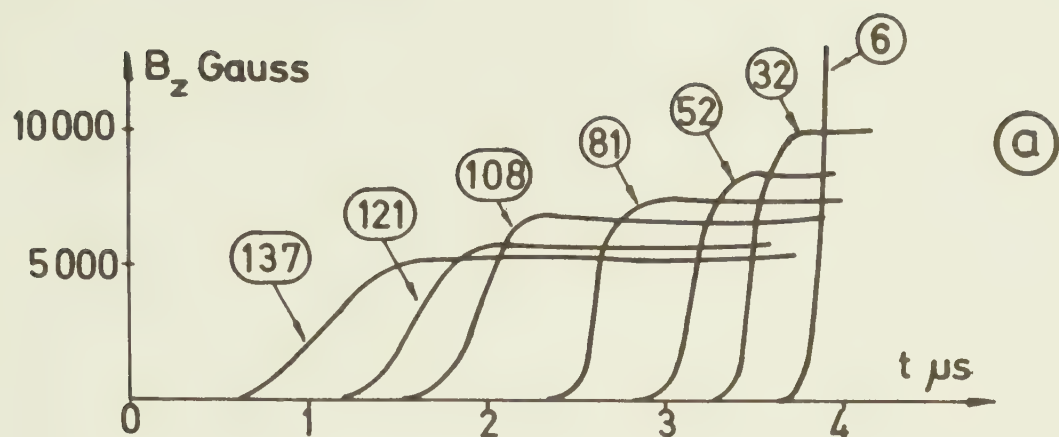


FIGURE 10

CHAMP MAGNETIQUE B_z DANS LE PLAN MEDIAN . (a) En fonction du temps (la position radiale de la sonde est indiquée en mm)
 (b) En fonction du rayon à différents instants.

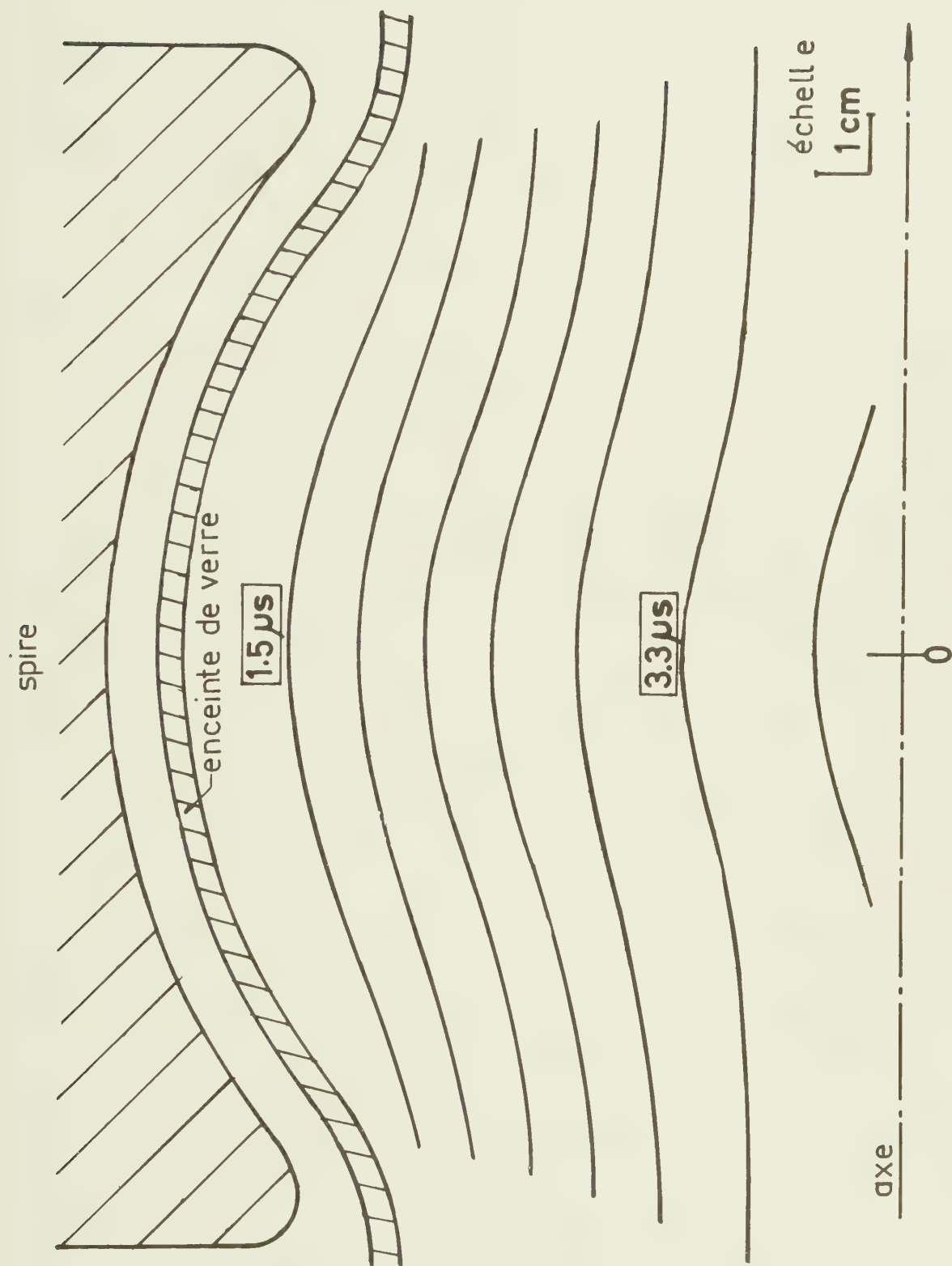


FIGURE 11

POSITIONS DE LA COUCHE DE COURANT A DIFFERENTS INSTANTS DE L'IMPLOSION
L'intervalle de temps entre deux positions successives est de $0,36 \mu s$.

La variation radiale de B derrière la couche de courant telle que l'on peut l'observer sur la figure 10(b), est une conséquence de la forme sphérique de la spire de compression, qui entraîne dans le plan méridien, une courbure de la couche de courant concave vers l'axe (Figure 11). Il a été vérifié que cette variation radiale et cette courbure sont bien compatibles l'une avec l'autre, dans l'hypothèse selon laquelle aucun courant ne circule entre la couche de courant et la spire et qui s'exprime par : $\partial B / \partial t \equiv \text{Rot } B = 0$, dans cette région.

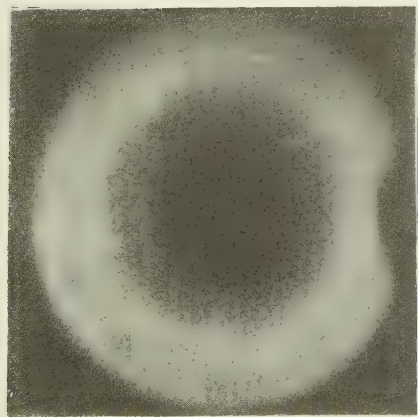
11.3.2. Distribution de la densité

On peut en avoir une première idée par les photos obtenues par cinématographie. Elles sont reproduites sur la figure 12, la caméra visant parallèlement à l'axe de la spire.

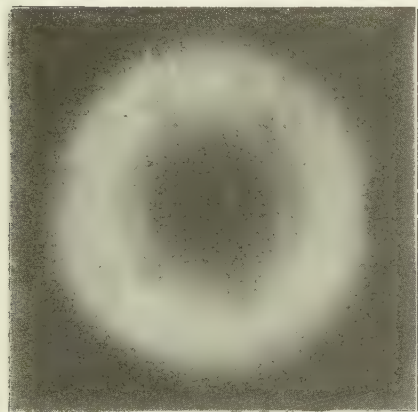
On constate que l'émission provient d'une région de faible extension radiale, dont l'épaisseur dans le plan médian est de l'ordre de 3 cm environ. En se référant à la figure 11, qui donne la position et la forme de la couche de courant au cours de l'implosion, on déduit que la densité est partout localisée en son voisinage. On remarque, d'autre part, la symétrie de révolution du phénomène, malgré l'existence sur la spire d'une coupure correspondant au raccordement au circuit extérieur. La vitesse radiale que l'on peut déduire de la progression de la région lumineuse vers l'axe est en bon accord avec les autres mesures de cette vitesse.

Toutefois, l'intérêt de ces photos est limité aux points précédents, car d'une part la position radiale n'est pas connue avec précision, du fait de la courbure axiale, et d'autre part l'origine de la lumière observée ne peut pas être attribuée exclusivement au fond continu et donc à la densité.

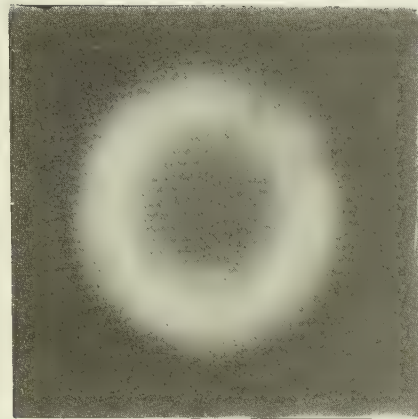
Le profil de la densité électronique mesurée par interférométrie optique aux deux distances radiale 7,5 et 2,5 cm est présenté sur la figure 13. Sur cette même figure est reportée la densité de courant électrique correspondant à la couche, la sonde de mesure étant à la même distance radiale que le faisceau de mesure de l'interféromètre.



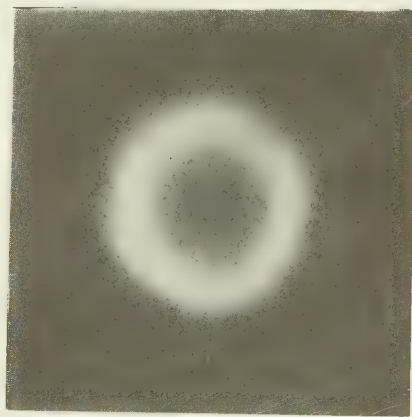
$t = 1.2 \mu s$



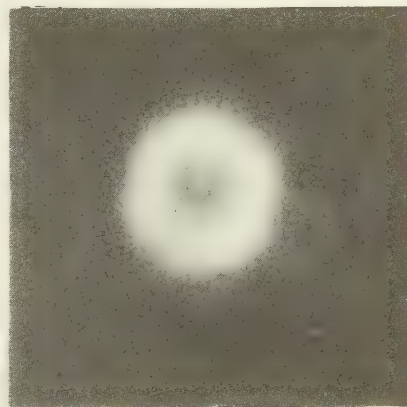
1.8



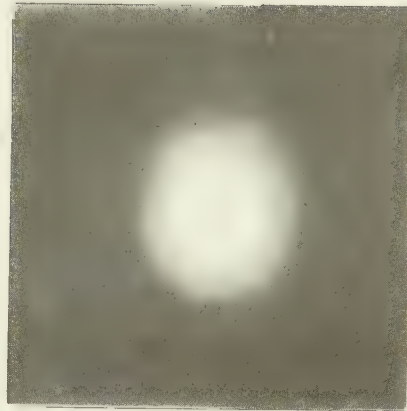
2.4



3.0



3.6



4.2

10cm

FIGURE 12

CINEMATOGRAPHIE ULTRA-RAPIDE . - Visée axiale . Intervalle de temps entre deux vues: $0,6 \mu s$. Temps de pose: $0,3 \mu s$

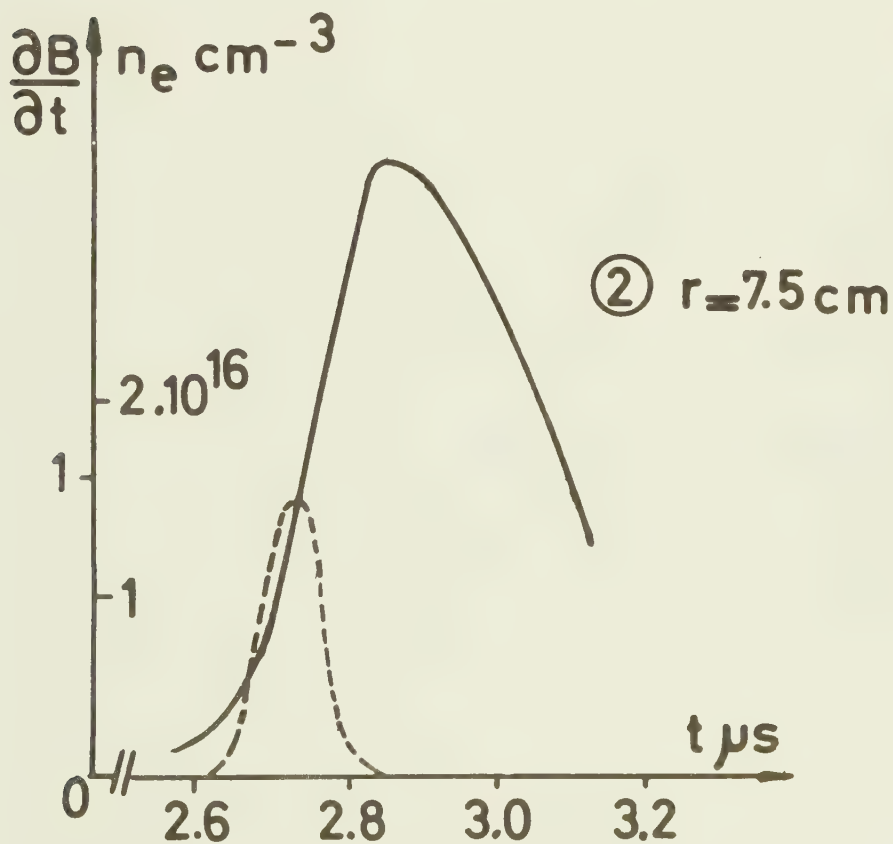
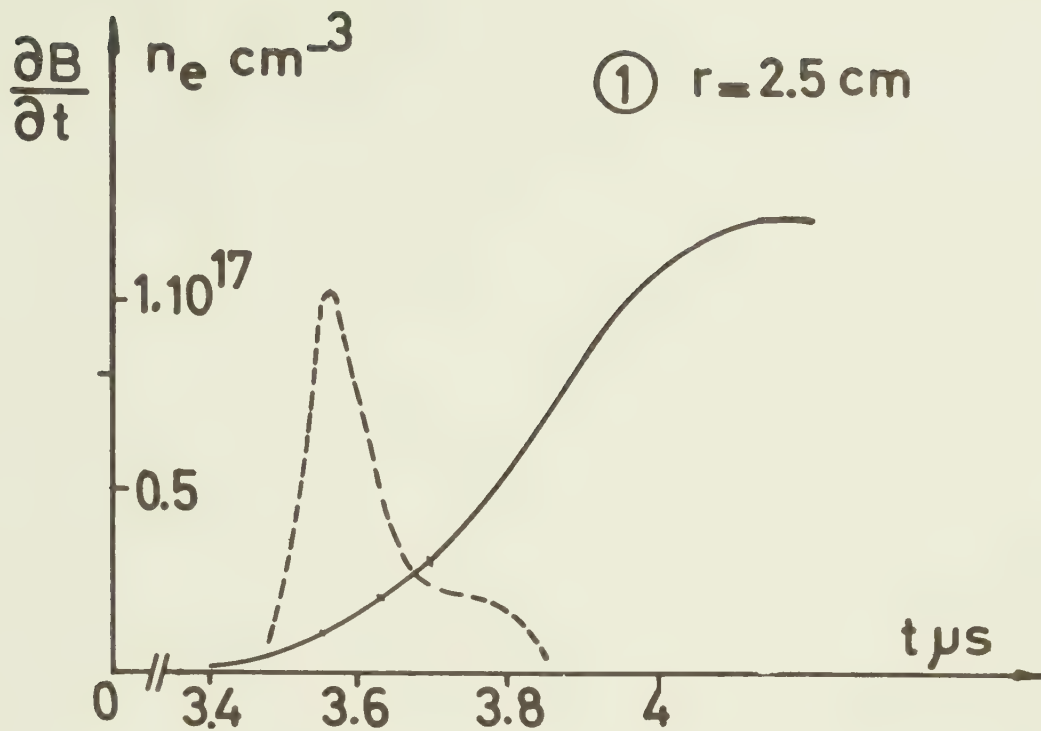


FIGURE 13

DENSITE ELECTRONIQUE MESUREE PAR INTERFEROMETRIE OPTIQUE. La courbe en pointillé qui donne la position de la couche de courant, est le signal d'une sonde magnétique à la même distance radiale que le faisceau de mesure de l'interféromètre.

Le fait essentiel qui ressort de cette figure est que la densité électronique est localisée principalement derrière la couche de courant. Ainsi, lorsque cette dernière se trouve à $r = 7,5$ cm, on peut constater qu'au plus 10 % de la densité se trouve dans la couche de courant elle-même.

De plus, de la comparaison des trajectoires de la couche de courant et de la densité qui sont présentées sur la figure 14 et qui montre que la densité suit la couche dans son mouvement radial, on est conduit à admettre que le plasma, initialement au repos, traverse la couche de courant et se retrouve derrière elle avec une certaine vitesse radiale.^{*} . Suivant cette interprétation, le plasma ainsi localisé derrière la couche se trouvait initialement entre la paroi extérieure $r = R_0$ et la position radiale actuelle de la couche $r = 7,5$ cm ; La valeur du rapport $2\pi r e / \pi (R_0^2 - r^2) \simeq 10 \%$ où e désigne l'épaisseur de la couche, comparable au rapport des nombres de particules dans la couche et derrière, est bien cohérent avec cette interprétation.

* on observe que la couche de courant est continûment accélérée - sa vitesse passant de 4 à 6,5 cm/μsec - tandis que la vitesse apparente de la matière, déduite du mouvement du profil radial de l'émission du fond continu est constante et égal à 4 cm/μsec. Malgré le fait que le profil de densité électronique se sépare de la couche de courant, du à leur différence de vitesses, la vitesse de la matière immédiatement derrière est sensiblement celle de la couche de courant elle-même : Cette dernière communique à la matière qui l'a traversée sa propre vitesse. L'observation que le profil de densité se déplace à vitesse constante en arrière de la couche de courant qui est continûment accéléré ne contredit pas cette affirmation. En effet, du fait de la géométrie cylindrique la matière qui est à l'origine du pic de densité électronique provient en majeure partie du plasma accéléré au début de l'implosion. (on notera que la moitié de la masse se trouve initialement entre les rayons 10 et 14 cm). Or au début de l'implosion pour $r \gtrsim 10$ cm la vitesse de la couche de courant est précisément égale à la vitesse observée pour le profil de densité soit 4 cm / μsec environ.

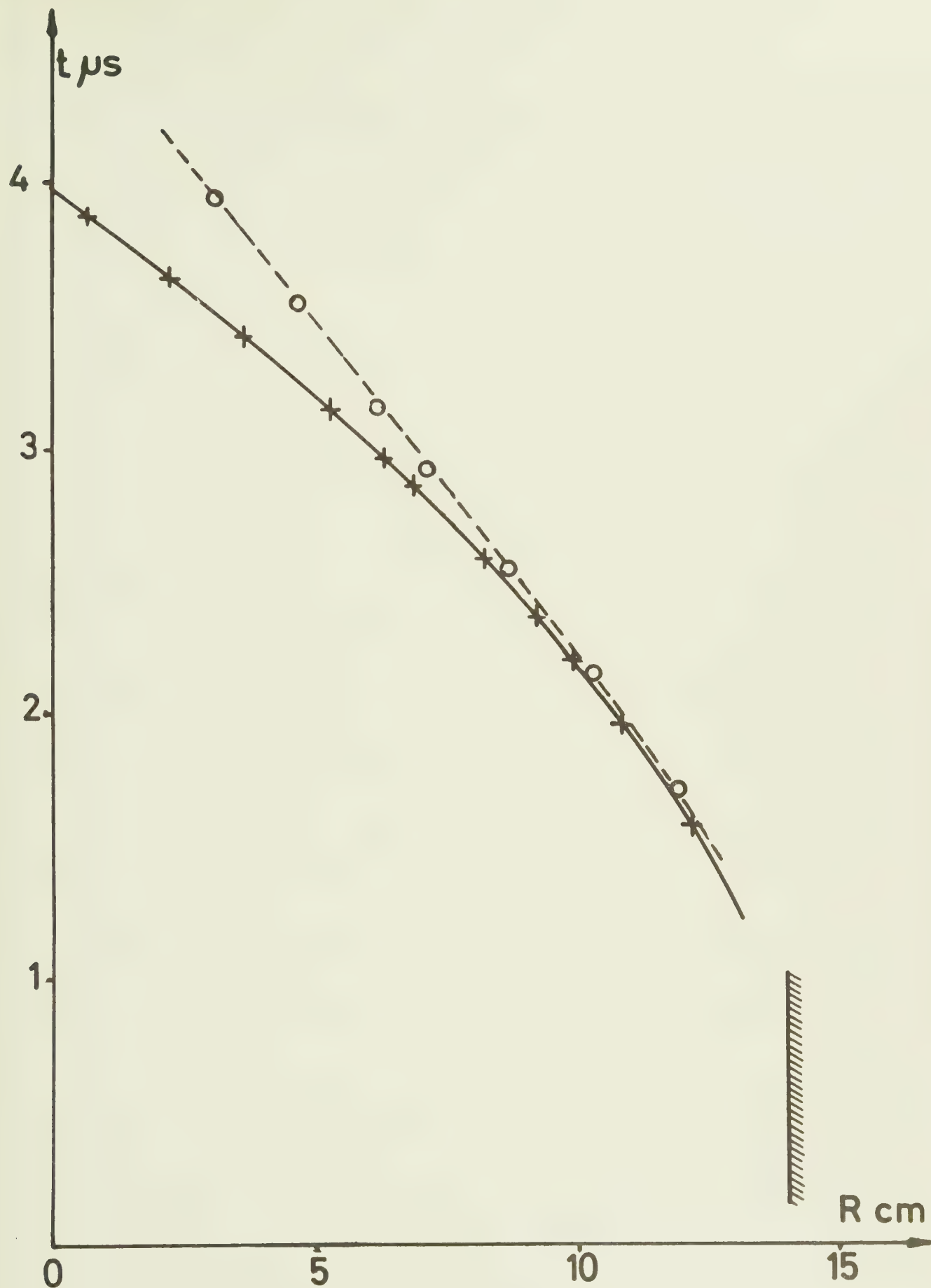


FIGURE 14

TRAJECTOIRES $r=r(t)$ DANS LE PLAN MEDIAN . (+ couche de courant, O Densité . La courbe en trait plein est la trajectoire déduite de la formule (16) .

11.3.3. Température électronique et Etats d'ionisation.

La figure 15 présente les profils radiaux de l'émission lumineuse des raies de l'argon dans les états d'ionisation A II et A III et de la température électronique obtenue par la méthode décrite précédemment.

On constate que la valeur de cette température, de l'ordre de $T_e = 5 \text{ eV}$, est maximum au voisinage du bord extérieur de la couche de courant.

D'autre part on peut déduire de la répartition relative de l'émission des raies de A II et A III que le gaz est dans différents états d'ionisation. En particulier l'émission sur la raie $\lambda = 3858 \text{ \AA}$ suggère que le gaz est dans l'état A III dans la couche elle-même. Il est possible d'évaluer la population N_I^{III} du niveau fondamental de cet état par la méthode décrite plus haut et qui fait usage de la relation de Saha (Relation 4). Ainsi, au temps particulier $t = 2,8 \text{ \mu s}$ où le centre de la couche de courant est localisé à la position $r \simeq 7 \text{ cm}$, les résultats de cette évaluation sont présentés au tableau VI. Nous constatons que, dans la couche de courant ($6,5 \text{ cm} \leq r \leq 7,5 \text{ cm}$), nous avons $N_I^{\text{III}} \simeq n_e / 2$. Ceci signifie que le plasma est dans l'état A III dans la couche de courant. D'autre part, derrière la couche de courant ($r \geq 8 \text{ cm}$), on a $N_I^{\text{III}} < n_e / 2$ ce qui prouve, compte tenu de la chute de température électronique, que les ions du plasma se recombinent dans l'état A II derrière la couche.

Quant à la densité des ions dans l'état A II en avant de la couche, là où le champ magnétique a encore une valeur faible, on peut montrer qu'elle est au plus égale à la valeur de la densité de gaz initial, $n_i = 1,810^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Enfin nous noterons que la valeur de la densité électronique observée ne s'explique qu'en supposant le plasma totalement ionisé. En effet le nombre total d'électrons $\int n_e(r) \times 2 \pi r dr$ est au moins égal au nombre que l'on obtient en supposant que le plasma présent dans le profil de densité est précisément celui qui se trouvait initialement présent à l'état neutre entre la paroi de l'enceinte et le point considéré. (Cette évaluation est faite en donnant à la charge ionique les valeurs $Z_1 = 2$ dans la couche et $Z_1 = 1$ en dehors).

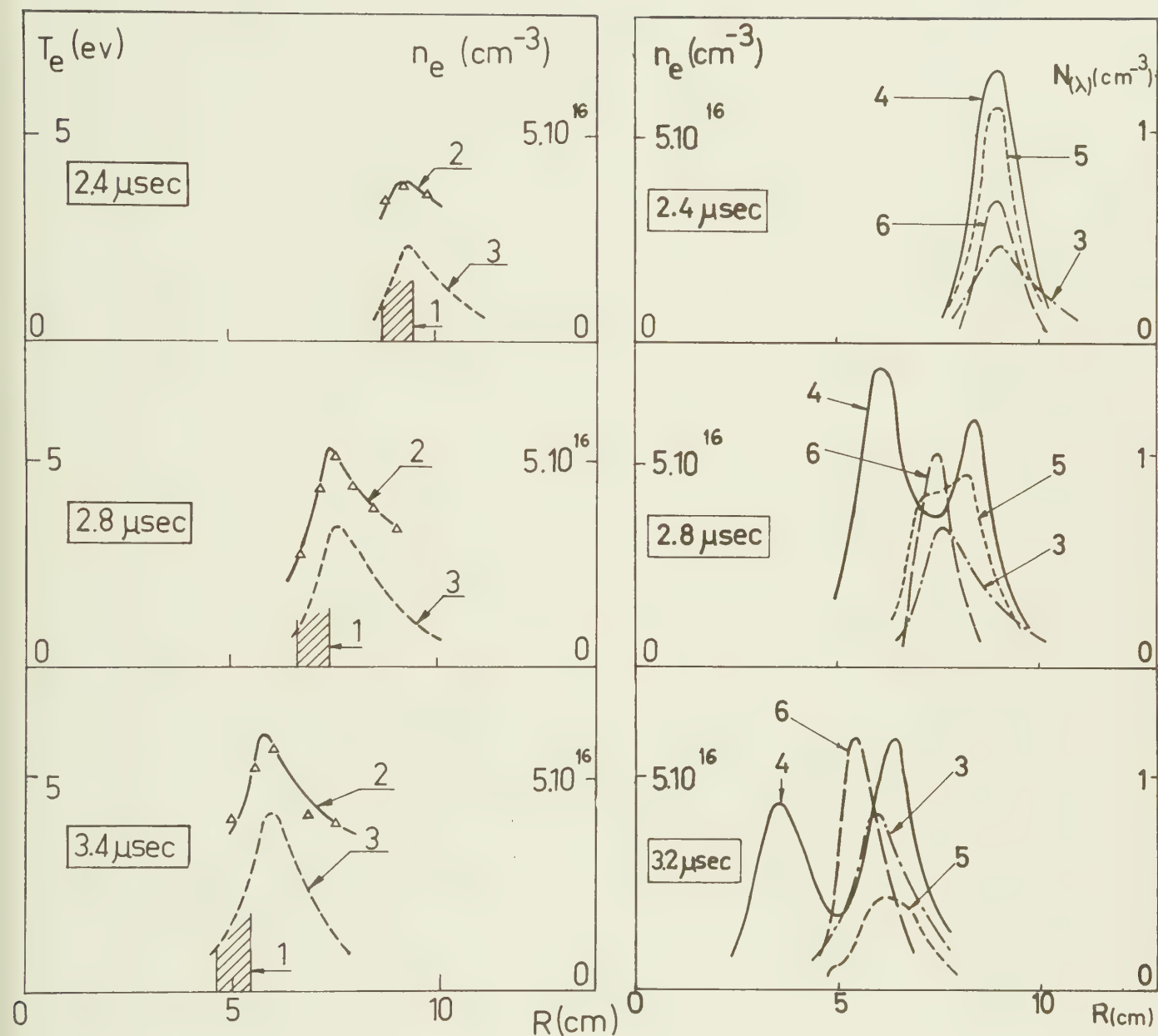


FIGURE 15

DISTRIBUTIONS RADIALES DE LA TEMPÉRATURE ÉLECTRONIQUE ET DE LA DENSITÉ DES IONS . (1) Position de la couche de courant. (2) Température électronique, en eV (3) Densité électronique en cm⁻³. (4) Densité des ions dans le niveau supérieur de la transition $\lambda = 4806 \text{ \AA}$ (état AII) (Unité : $2,75 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$). (5) Densité des ions dans le niveau supérieur de la transition $\lambda = 4448 \text{ \AA}$ (Etat AII) (Unités : $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à 2,4 et 2,8 μs et $2,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à 3,2 μs). (6) Intensité émise dans la raie $\lambda = 3858 \text{ \AA}$ (Etat AIII) (Unité arbitraire) .

TABLEAU VI.

r cm	T _e eV	N ₄ ^I cm ⁻³	n _e cm ⁻³	N ₁ ^{III} cm ⁻³
6,4	2,1	3,010 ¹⁰	0,8 10 ¹⁶	(0,23 ± 0,1)10 ¹⁶
6,7	3,0	2,45 "	1,2 "	(0,80 ± 0,4)10 ¹⁶
7,2	5,0	2,15 "	2,3 "	(1,75 ± 0,9)10 ¹⁶

Évaluation de la densité d'ions (sur le niveau fondamental de l'état A III), dans la couche de courant, déduite de la formule de Saha. L'évaluation est effectuée à $t = 2,8 \mu s$, le centre de la couche de courant étant à $r = 7$ cm.

N₄^I désigne la densité de population du niveau supérieur de la transition $\lambda = 4806 \text{ \AA}$.

II.3.4. Champ de vitesse et température ionique.

Comme il a été montré au paragraphe précédent, le plasma dans la couche de courant est constitué d'ions dans l'état A III. L'analyse de la raie $\lambda = 3858 \text{ \AA}$ émise par ces ions, peut donc indiquer leur température ainsi que leur vitesse dans la couche.

La figure 16 (a) donne le profil de cette raie observée en visée paraxiale, à l'instant du passage de la couche. On constate que, par rapport au profil spectral non perturbé ce profil présente un élargissement sensiblement symétrique, qui pourrait être interprété en terme de température. Toutefois, la couche de courant présente une courbure méridienne qui apparaît sur la figure 11 et qui a été discutée plus haut. Elle entraîne l'existence d'une focalisation de l'écoulement vers le plan médian et donc de composantes axiales de la vitesse ordonnée pour les ions situés hors du plan médian. Eu égard à la symétrie de l'écoulement, la dispersion des vitesses se traduit par un élargissement symétrique du profil. Cette dispersion est au plus égale à celle que l'on peut déduire de la forme de la couche de courant en supposant que les trajectoires des particules lui sont normales. Or si on négligeait cet effet et n'interprétait l'élargissement du profil spectral, observé en visée paraxiale, comme s'il n'était dû qu'à un effet de température on trouverait: $T_i \simeq 10 \text{ eV}$. On en déduit donc que, pour les ions dans la couche de courant, on a $T_i < 10 \text{ eV}$.

La figure 16 (b) donne le profil spectral de la même raie de A III à différents instants, tel qu'on l'obtient lorsque l'axe de visée est disposé suivant un diamètre du plan médian. (La figure ne donne que la moitié du profil, par ailleurs symétrique).

Sur ce profil on peut observer que :

(i) Le centre de gravité de la partie déplacée du profil subit un déplacement $\Delta\lambda$ qui augmente au cours du temps. Interprété en termes de vitesse radiale, ce déplacement correspond à une vitesse qui croît de 4 à 5,5 cm / μs environ.

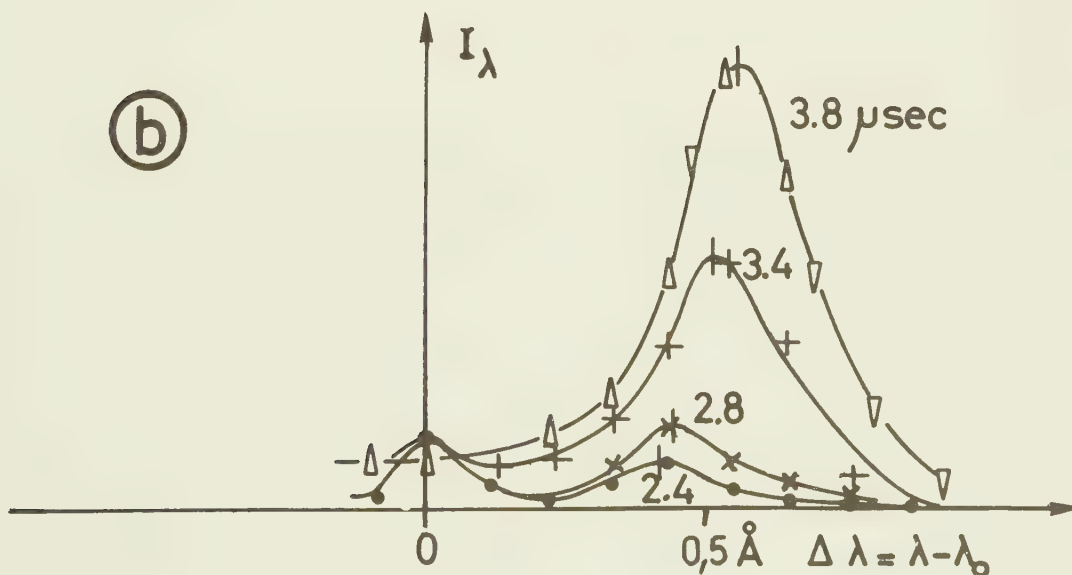
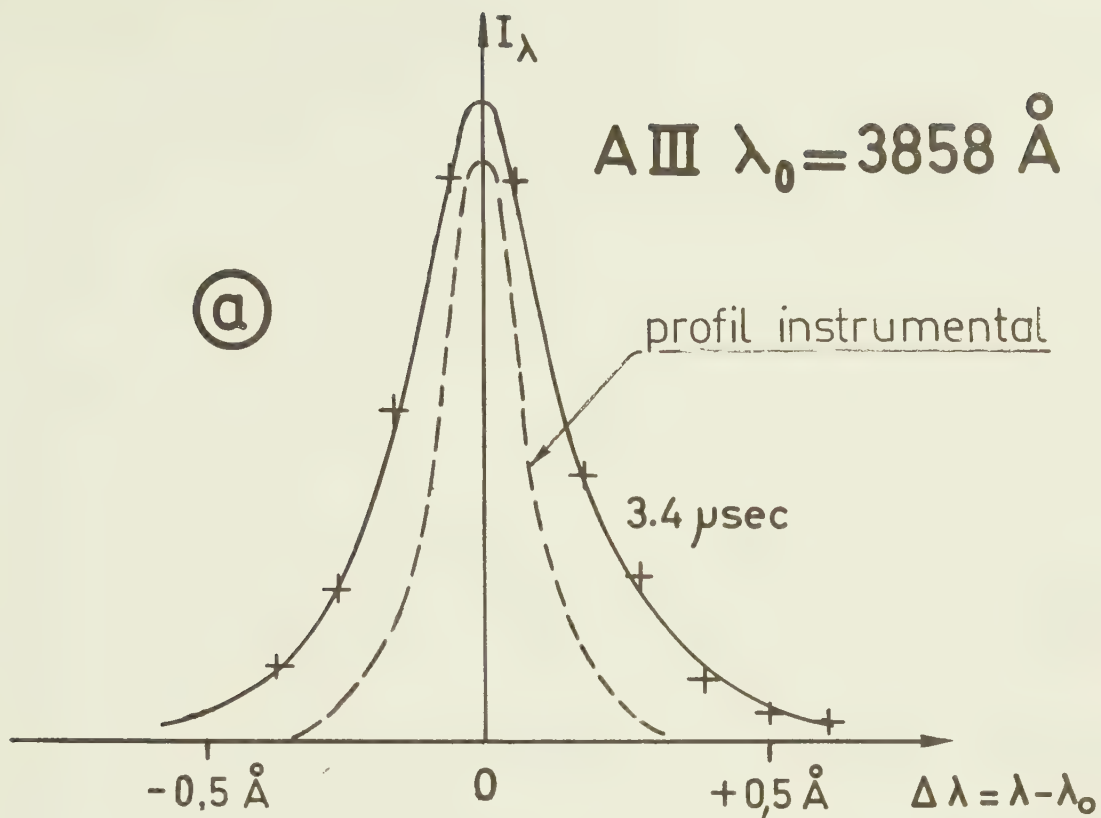


FIGURE 16

PROFIL SPECTRAL DE LA RAIE $\lambda_0 = 3858 \text{ \AA}$ ($A\text{ III}$) .
 Ce profil donne la température et la vitesse des
 ions dans la couche de courant. (a) Visée parallèle
 à l'axe. (b) Visée perpendiculaire à l'axe; la moitié
 du profil est représentée .

(ii) L'intensité de la lumière émise au centre du profil ($\Delta\lambda \simeq 0$), qui correspond à une vitesse ionique très faible, est négligeable.

(iii) Le profil contient une contribution mesurable pour les longueurs d'onde :

$$\lambda_0 \leq \lambda \leq \lambda_0 + \Delta\lambda$$

qui correspondent à des vitesses comprises entre la vitesse nulle et celle de la couche de courant.

Nous en déduisons donc, que les ions A III sont progressivement accélérés dans la couche de courant, depuis la vitesse nulle, jusqu'à une vitesse sensiblement égale à celle de la couche de courant elle-même. (*).

D'autre part, nous avons signalé l'existence de régions de part et d'autre de la couche dans lesquelles le gaz est dans l'état A II. L'analyse de la raie de A II, $\lambda = 4806 \text{ \AA}$ présente à différents instants, observée transversalement, les demi-profil de la figure 17. Ils peuvent s'expliquer par la distribution des ions A II en deux groupes dont les vitesses sont respectivement 0 et 4 cm / μ s. En déterminant la disposition dans l'espace de ces deux groupes, on a pu constater

* On notera que, selon cette interprétation l'émission lumineuse correspondant à chaque point du profil provient de régions différentes de la couche de courant, ces régions diffèrent également par la vitesse radiale des ions qui s'y trouvent. Cette interprétation diffère de celle qui consisterait à admettre qu'en chaque point de la couche, la vitesse des ions présente une certaine dispersion ("température radiale"), différente de la température qui axialement a été mesurée être négligeable. Il est facile de montrer la validité de la première interprétation ; En effet, s'il existait une telle dispersion, elle subsisterait sous forme de température pour les ions dans l'état A II qui après accélération radiale se retrouvent derrière la couche. Or comme nous le montrons dans la suite, ces ions ont une température négligeable. Par ailleurs le transfert de cette énergie aux électrons qui la feraient disparaître par rayonnement, n'est pas possible eu égard à la valeur du temps d'échange d'énergie ion-électron dans les conditions observées.

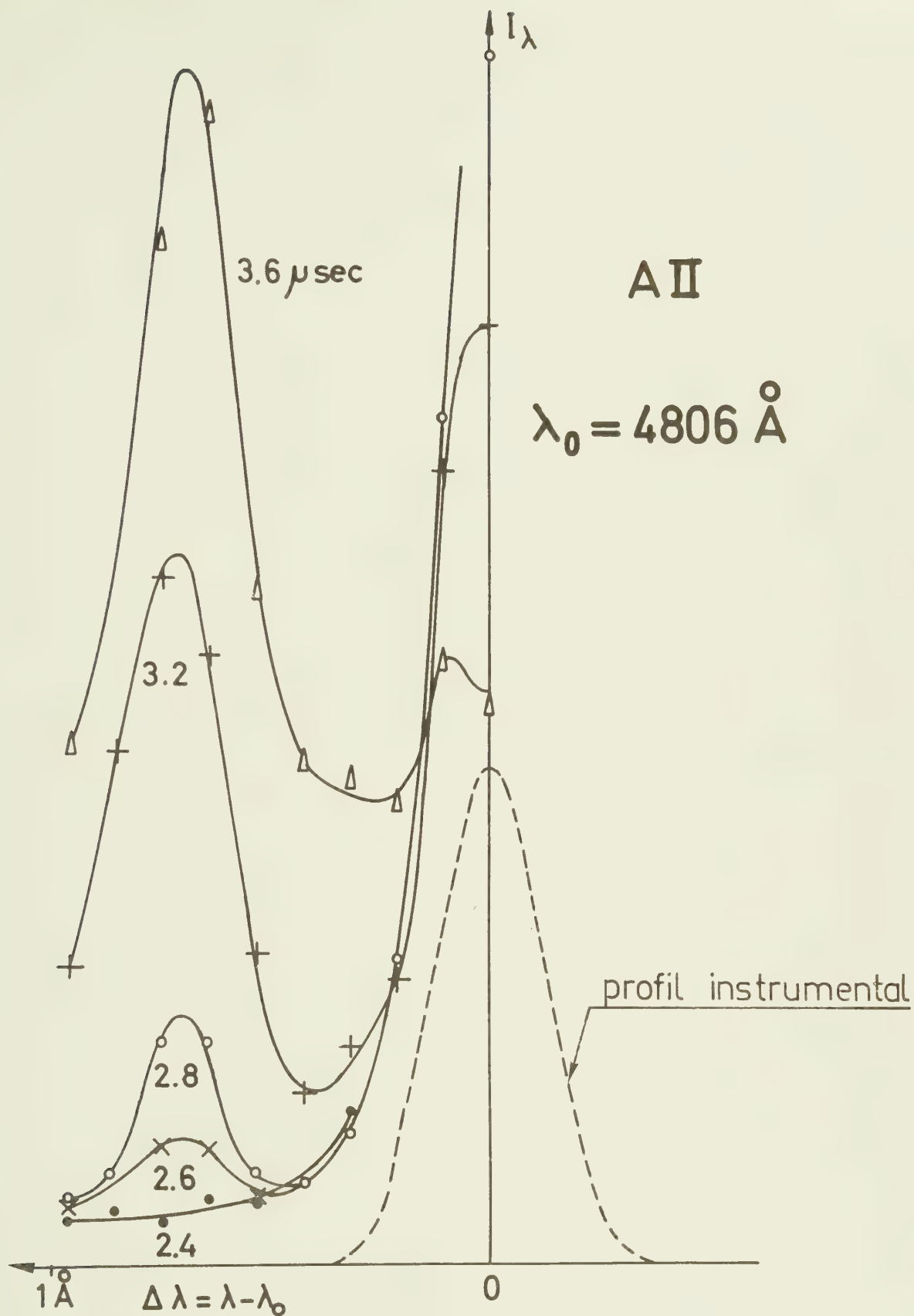


FIGURE 17

PROFIL SPECTRAL DE LA RAIE $\lambda_0 = 4806 \text{ \AA}$ (A II). Ce profil donne la température et la vitesse des ions en dehors de la couche de courant. Visée perpendiculaire à l'axe ; la moitié du profil est représentée.

que la vitesse nulle correspond au plasma situé en avant de la couche de courant et la vitesse $4 \text{ cm} / \mu\text{s}$ à celui situé derrière. Cette dernière valeur constante au cours du temps est en accord avec celle associée à la matière et discutée au paragraphe précédent. Enfin, la comparaison des profils spectraux de ces distributions avec le profil instrumental montre que les ions dans l'état $A \text{ II}$, présents de part et d'autre de la couche de courant ont une température négligeable.

Enfin, nous noterons que, quoique le processus, par lequel le gaz est initialement ionisé en avant de la couche de courant, n'ait pu être précisé, on peut rendre compte de cette ionisation quantitativement en supposant que la puissance nécessaire provient de la couche de courant par conduction thermique électronique.

II.4. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

II.4.1. Récapitulation des résultats.

Les observations expérimentales peuvent être résumées de la façon suivante : Le gaz est balayé par une couche de courant qui progresse radialement avec une vitesse sensiblement constante $(*)$. A travers la couche la valeur du champ magnétique fait un saut, depuis la valeur nulle devant jusqu'à une valeur constante immédiatement derrière. Le gaz est ionisé à l'état A II ($Z = 1$) en avant de la couche, sans mise en mouvement, la densité de masse gardant sa valeur initiale. Puis, lorsque le gaz pénètre dans la couche de courant, il est ionisé une fois de plus, à l'état A III ($Z = 2$), tandis qu'il est continûment accéléré jusqu'à une vitesse voisine de la vitesse même de la couche de courant. La température des ions reste négligeable au cours de l'accélération et sa valeur finale ne dépasse pas 10 eV environ. La température électronique, après une légère croissance dans la couche, décroît à nouveau dans le plasma qui a traversé la couche de courant. Il en résulte finalement une accumulation derrière, dans un profil très localisé, d'un plasma constitué d'ions dans l'état d'ionisation A II.

II.4.2. La matière est mise en vitesse dans la couche de courant.

Les observations expérimentales mettent en évidence le fait que la matière est accélérée dans la couche de courant elle-même. En effet :

(i) La matière est immobile en avant de la couche là où la densité de courant électrique est nulle.

(ii) La matière traverse la couche de courant.

Ceci est bien en accord avec le fait que l'on n'observe pas d'onde de choc gazeuse se propageant dans le gaz initial, en avant de la discontinuité magnétique. De plus, le courant électrique étant localisé en avant de la matière qui l'a

Sa variation relative durant le temps de transit d'une particule à travers la couche est négligeable : $dV_1/dt \ll V_1/\tau_{tr}$.

traversé, on n'observe pas non plus de "piston magnétique" derrière.

11.4.3. La matière reçoit dans la couche de courant, de l'énergie sous les formes cinétique et thermique.

Cette dernière est aussitôt perdue par rayonnement.

Il est possible de déterminer la puissance P_p fournie au plasma durant l'implosion, par la source d'énergie extérieure en effectuant le bilan de la puissance dans la spire. Nous ferons ce bilan dans un volume V de révolution autour de l'axe symétrique par rapport au plan médian et de hauteur ΔZ . (Voir figure 18). Le bilan, dans cette région de l'espace, où les grandeurs considérées sont connues avec précision, sera suffisant pour établir le résultat dont il est question.

Le théorème de Poynting se traduit ici par la relation,

$$P_t = P_m + P_p \quad (5)$$

entre les puissances dont les définitions sont les suivantes :

$$A) \quad P_t = \int_S \vec{\pi} \cdot d\vec{S} \quad \text{est la puissance}$$

électromagnétique totale fournie au volume V en provenance des sources extérieures.

C'est le flux du vecteur de Poynting $\vec{\pi} = \vec{E} \wedge \vec{B} / \mu_0$, à travers la frontière S limitant V . Les composantes de ce vecteur sont, la composante radiale sur la surface 1 et eu égard à la courbure des lignes de force du champ magnétique, la composante axiale sur les surfaces 2 et 2'.

$$B) \quad P_m = \left(\partial / \partial t \right) \int_V \left(B^2 / 2 \mu_0 \right) dV \quad \text{est}$$

l'accroissement de l'énergie magnétique dans le volume V qui provient exclusivement du mouvement radial de la couche de courant. Ceci est dû au fait que le champ magnétique est constant derrière celle-ci.

C) $P_p = P_t - P_m$ est la puissance reçue par le plasma et que nous cherchons à déterminer.

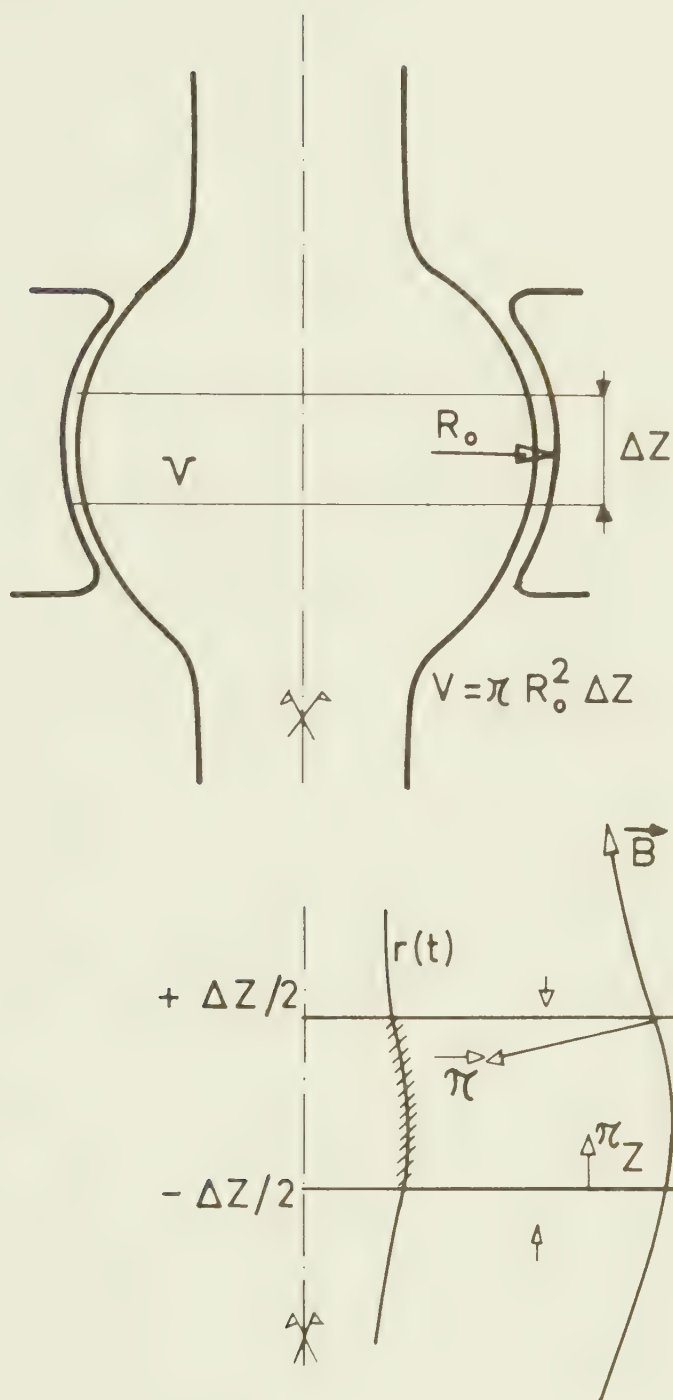


FIGURE 18

BILAN DE PUISSANCE DANS LA SPIRE . Ce bilan est effectué dans le volume $V = \pi R_o^2 \Delta Z$

A cette fin, les termes de la relation (5) sont évalués en tenant compte des propriétés de la configuration. Cette évaluation fait l'objet de l'appendice I. On y montre que la puissance fournie au plasma a pour valeur :

$$\begin{aligned} P_p &= P_m \simeq \frac{1}{2} P_t \\ &\simeq \frac{1}{2\mu_0} U(t) \cdot B_2(r) \cdot \Delta Z \end{aligned} \quad (6)$$

où $U(t)$ désigne la tension aux bornes de la spire et $B_2(r)$ la valeur de la discontinuité magnétique (valeur du champ derrière la couche de courant) à la position radiale $r = r(t)$.

Par ailleurs, on peut décomposer la puissance P_p en une partie P_{cin} utilisée à accélérer la matière jusqu'à la vitesse qu'elle atteint derrière la couche et une autre partie P_{th} représentant la puissance thermique directement cédée au plasma durant sa traversée de la couche de courant :

$$P_p = P_{cin} + P_{th} \quad (7)$$

On peut alors montrer que, comme dans le repère de la couche de courant, l'écoulement est stationnaire, P_{cin} ne dépend que de la vitesse finale atteinte par la matière. Dans notre cas, cette vitesse étant pratiquement celle de la couche, on a (Voir Appendice I) :

$$P_{cin} = 2\pi r \frac{1}{2} \rho_1 v_1^3(t) \cdot \Delta z \quad (8)$$

En utilisant les données expérimentales : $v_1(t)$, $B_2(r)$, ρ_1 et $U(t)$, il est ainsi possible d'évaluer les différentes puissances en question. Sur la figure 19 on a tracé P_p , P_{cin} et $P_{th} = P_p - P_{cin}$ en fonction de r , c'est à dire en fonction du temps, en utilisant la courbe $r = r(t)$ de la figure 14.

On constate à l'examen de cette figure, que pour une distance à l'axe de la couche, supérieure à 5 cm environ, les puissances cédées au plasma sous forme cinétique et thermique sont voisines $P_{cin} \simeq P_{th}$. Pour comparer la puissance P_{th} ainsi fournie, avec la température réellement observée, il suffit

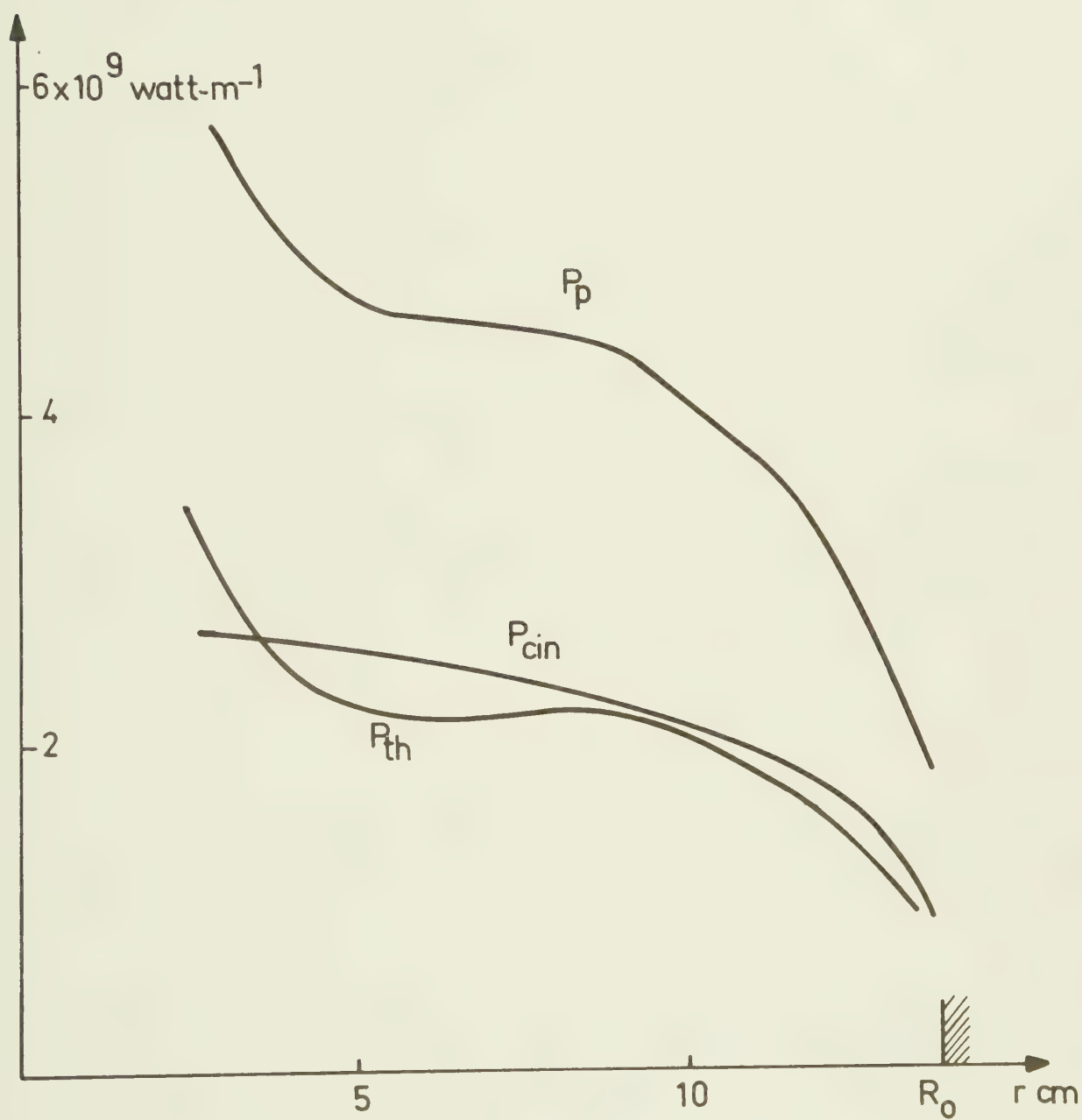


FIGURE 19

BILAN DE PUISSANCE DANS LA SPIRE . P_p puissance totale fournie au plasma, P_{cin} puissance fournie sous forme cinétique, $P_{th} = P_p - P_{cin}$. Ces puissances sont estimées au voisinage du plan médian et par unité de longueur suivant l'axe .

de remarquer que, $n_1 V_1 2\pi r \Delta z$ désignant le flux de particules incident, l'énergie fournie par particule vaut : $P_{th}/n_1 V_1 2\pi r \Delta z \equiv \varepsilon_{th}$. Avec les données $n_1 = 1,8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $V_1 \simeq 5 \cdot 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ et la valeur de P_{th} donnée par la figure 20, on trouve que :

$$200 \text{ eV} \leq \varepsilon_{th} \leq 400 \text{ eV}$$

est la quantité d'énergie thermique directement fournie au plasma dans la couche de courant, sa valeur étant comptée par atome neutre incident. On peut alors montrer qu'elle n'est pas emmagasinée par le plasma. En effet, elle ne l'est pas i) sous forme thermique. Cela résulte des valeurs négligeables des températures électronique et ionique $kT_e \ll \varepsilon_{th}$, $kT_i \ll \varepsilon_{th}$. ii) sous forme d'énergie interne des ions. Cela résulte du fait que ces ions sont dans l'état A III et que pour cet état l'énergie d'ionisation E_{∞}^{III} vérifie $E_{\infty}^{\text{III}} \simeq 27,58 \text{ eV} \ll \varepsilon_{th}$.

Nous sommes ainsi conduits à penser que la puissance en question est perdue par le rayonnement du plasma (*). Quoique l'évaluation directe de la puissance rayonnée ne puisse pas être effectuée avec précision, son estimation justifie l'ordre de grandeur de la valeur observée (*).

(*) On peut montrer que la puissance transportée par conduction thermique le long du champ magnétique par les électrons est de plusieurs ordres de grandeur inférieure à la puissance mesurée.

(*) Cette estimation repose sur le fait que la puissance est rayonnée par les transitions vers le niveau fondamental du spectre de l'état A III, état dans lequel se trouvent les ions de la couche de courant. En particulier parmi celles-ci la raie qui correspond à la transition entre le premier niveau ($m = 2$) et le niveau fondamental ($m = 1$). Ces deux niveaux ne sont pas en équilibre thermodynamique à la température des électrons au sens du paragraphe II.2.4. La population du premier niveau est le résultat de la balance entre les transitions par collisions inélastiques le peuplant à partir du niveau fondamental et les transitions par émission spontanée. La puissance rayonnée a donc pour cette transition, la valeur

$$P = n_e N_1^{\text{III}} \hbar \omega_{12} <(\sigma_{12})> \text{ ou } \hbar \omega_{12} = 14 \text{ eV est l'énergie de la transition}$$

11.4.4. La structure de l'écoulement est contrôlée par la résistivité.

Pour décrire l'écoulement dans la couche de courant, nous nous placerons dans ce qui suit, dans le repère où cette dernière est au repos.

Dans ce repère, le plasma se dirige vers la couche avec une vitesse initiale qui, au signe près, est la vitesse V_1 qu'avait la couche dans le repère du laboratoire. De plus, à la place de la puissance qui, dans ce repère était fournie par les sources extérieures, nous devons considérer maintenant, le flux de puissance lié au mouvement du plasma incident. En l'absence de champ magnétique initial et la température amont du plasma étant négligeable, cette puissance est localisée, sous forme d'énergie cinétique des particules. On peut alors traduire les observations expérimentales de la façon suivante :

(i) La matière subit à la traversée de la couche de courant une décélération, sa vitesse passant de la valeur initiale V_1 à une valeur sensiblement nulle derrière.

(ii) Cette décélération est associée à la conversion de l'énergie cinétique incidente en énergie thermique, tandis que cette dernière disparaît par rayonnement, au fur et à mesure de sa production.

(*) et $\langle (\sigma v)_{12} \rangle$ est la section efficace d'excitation moyennée sur une distribution maxwellienne des électrons à la température T . En utilisant la valeur estimée à $T_e = 5 \text{ eV}$ de $\langle (\sigma v)_{12} \rangle [24]$ on trouve $P \simeq 10^{11} \text{ watts/m}^3$. Cette valeur est à comparer à la valeur $P_{th}/e \simeq 2 \cdot 10^{11} \text{ watts/m}^3$. (Voir figure 19).

Nous nous proposons dans ce qui suit de montrer comment les équations continues permettent d'interpréter cet écoulement. Comme cela a été discuté dans l'introduction, ces équations sont valables dans notre cas, eu égard au caractère collisionnel du plasma.

L'écoulement est, dans le repère utilisé, stationnaire et à une dimension, du moins tant que l'échelle du profil ($\simeq 1\text{cm}$) est petite devant les rayons de courbure axial et transversal. En ce qui concerne la densité de masse et la quantité de mouvement ces équations s'écrivent :

$$\frac{d}{d\alpha} (\rho V) = 0 \quad (9)$$

$$\frac{d}{d\alpha} \left(p + \rho V^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2 \right) = 0 \quad (10)$$

où B désigne le champ magnétique perpendiculaire (ici suivant l'axe de la spire), et où V désigne la vitesse de la matière dans la direction du mouvement. Nous écrirons la loi d'Ohm sous la forme :

$$VB + \eta i = 0 \quad (11)$$

où $i = -dB/\mu_0 d\alpha$, en tenant compte de ce que le champ électrique est partout nul dans le repère de la couche de courant (ceci est la conséquence de ce que, dans ce repère et en géométrie de révolution on a : $\text{Rot } E = \partial B/\partial t \equiv 0$).

D'autre part nous avons à tenir compte du caractère irréversible du mouvement. Cette irréversibilité a pour conséquence que la pression du plasma ne peut plus être déterminée à partir de la densité, par une équation d'état comme dans un écoulement adiabatique. Elle se manifeste par la variation de l'entropie spécifique du gaz au cours de son mouvement. Elle est décrite en général par l'équation 2 (voir page 12). Toutefois, l'analyse des processus irréversibles telle qu'elle a été présentée dans l'introduction nous a conduit à faire l'hypothèse que la résistivité est la principale source d'entropie. Dans ce cas l'équation en question se réduit à la forme (30) (voir page 75) qui exprime que l'entropie est le

résultat de la balance entre la résistivité et le rayonnement. (C'est à cause de cette hypothèse que ne figure pas au premier membre de l'équation 10 le terme de viscosité de la forme $(d/dx)(\eta_v dv/dx)$).

Le système d'équations précédent, lorsque l'état thermodynamique du gaz est modifié par la présence du rayonnement, peut être intégré de façon précise dans le cas particulier de notre expérience. En effet dans ce cas la puissance rayonnée est suffisamment grande pour que la température et donc la pression restent négligeables. On a ainsi tout au long du profil :

$$p_i \sim p_e \ll \rho v^2$$

L'intégration de ce système dans ces conditions, est discutée au paragraphe III.4.

On montre que l'on peut trouver une solution, avec les conditions initiales :

$B_1 = 0$, $V = V_1$ et $\rho = \rho_1$. Les profils obtenus présentent une variation monotone ; B croît jusqu'à la valeur B_2 telle que $B_2^2 / 2\mu_0 \simeq \rho_1 V_1^2$, V décroît jusqu'à une valeur négligeable et ρ croît de façon que $\rho V = \rho_1 V_1$. Cette intégration est effectuée en supposant que la résistivité a pour origine les collisions coulombiennes entre les ions et les électrons. Dans ce cas, sa valeur est proportionnelle à $T_e^{-3/2}$, le coefficient de proportionnalité dépendant faiblement des propriétés du plasma. En particulier sa valeur peut être considérée comme constante dans le profil observé.

Nous pouvons comparer la valeur observée de l'épaisseur de la couche de courant, $e \simeq 1$ cm avec l'épaisseur du profil qui résulte de l'intégration précédente :

$$e = \frac{B}{(dB/dx)_{\max}} \simeq 6,5 L_2 \quad \text{avec} \quad L_2 = \frac{\eta(T_2)}{2\mu_0 V_1}$$

où $\eta(T_2)$ désigne la résistivité dans la couche de courant. Dans la couche nous avons $Z = 2$, ce qui avec $\eta = 6,8$, $T_e^{(OK)} \text{ ohm.m}^{-3/2}$ conduit à une valeur de la température électronique égale à 3,5 eV. Ce qui est bien en accord avec la valeur mesurée.

Ce résultat montre que la loi d'Ohm (11) est vérifiée dans la couche de courant, avec la résistivité normale qui découle des collisions coulombiennes.

Il est possible de retrouver ce résultat directement, c'est-à-dire sans qu'il soit nécessaire d'intégrer le profil de l'écoulement.

Pour cela nous utiliserons la valeur de la puissance électromagnétique fournie au plasma et qui a été mesurée par ailleurs. Par application du théorème de Poynting, on peut écrire :

$$P_p = \int_0^{R_0} E_{\theta} i \, 2\pi r dr \times \Delta Z . \quad (12)$$

E_{θ} désigne la composante azimutale du champ électrique dans le repère du laboratoire, où la loi d'Ohm prend maintenant la forme :

$$E_{\theta} - vB - \eta i = 0 \quad (13)$$

v désignant la vitesse locale de la matière dans ce repère .

En tenant compte de : $i = -dB/\mu_0 dr$ il est alors immédiat de séparer la puissance fournie en ses deux formes, cinétique et thermique :

$$\begin{aligned} P_p &= \Delta Z \times \int_0^{R_0} v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) 2\pi r dr + \Delta Z \times \int_0^{R_0} \eta i^2 2\pi r dr \\ &= P_{cin} + P_{th} \end{aligned} \quad (14)$$

Il nous suffit alors de comparer la valeur de P_{th} telle qu'elle a été évaluée directement (voir figure 19) avec l'intégrale $\Delta Z \times \int \eta i^2 2\pi r dr$. On constate que la valeur de la puissance thermique P_{th} observée est bien compatible avec la loi de résistivité normale, si l'on prend $Z = 2$ et $T_e = 4$ eV. (on a supposé que la valeur de la résistivité est uniforme dans la couche et utilisé les mesures magnétiques pour évaluer le courant i).

11.4.5. L'écoulement est un cas limite d'onde de choc radiative contrôlée par la résistivité.

Au paragraphe précédent nous avons montré que le phénomène observé présente certaines propriétés d'une onde de choc hydromagnétique. Elles peuvent être résumées en disant que, dans le repère stationnaire de la couche de courant, le plasma s'écoule en étant soumis à une décélération qui est essentiellement liée à un processus irréversible. Cependant le choc présente certaines caractéristiques particulières.

En premier lieu nous noterons que la composante du champ électrique perpendiculaire au mouvement est nulle (dans le repère du choc), avec la conséquence que de part et d'autre, là où la densité de courant électrique est nulle, on a $V_1 B_1 = V_2 B_2 = 0$. De plus, la pression du plasma est négligeable, dans le milieu amont, devant la quantité de mouvement ordonnée, $p \ll \rho_1 V_1^2$ et dans le milieu aval, par rapport à la pression magnétique $p \ll B_2^2 / 2 \mu_0$. Ceci nous permet de comprendre que la relation de conservation de la quantité de mouvement se réduise dans notre cas à :

$$\rho_1 V_1^2 = \frac{B_2^2}{2 \mu_0} \quad (15)$$

relation qui peut être vérifiée directement. Si $V_1(t) = dr/dt$ désigne la vitesse de la couche localisée à la position radiale $r = r(t)$, on a par intégration, l'équation :

$$t(r) - t_0 = (2 \mu_0 \rho_1)^{1/2} \int_{R_0}^r [B_2(r)]^{-1} dr \quad (16)$$

qui donne sa trajectoire. (voir figure 14).

D'autre part, dans le repère du choc, le seul flux d'énergie qui ne soit pas nul est celui qui, dans le milieu amont est véhiculé par le mouvement ordonné (Les flux d'énergie électromagnétique cohérente EB / μ_0 sont nuls dans les deux milieux, $E = 0$; et les flux thermiques également, $p \simeq 0$). Par unité de surface du choc ce flux a pour valeur $\rho_1 V_1^3 / 2$. Du fait, établi plus haut que les puis-

sances reçues par le plasma sous forme cinétique et thermique sont comparables, nous déduisons que la relation de conservation du flux d'énergie se réduit dans notre cas à :

$$\frac{1}{2} \rho_1 v_1^3 = \frac{P_{\text{cin}}}{2\pi r \Delta z} \quad (17)$$

$$= R$$

où R désigne la puissance rayonnée par unité de surface du choc.

Nous pouvons noter que la puissance thermique fournie au plasma à travers la résistivité l'est préférentiellement aux électrons. Comme le courant électrique azimuthal est porté par les électrons, le mouvement azimuthal des ions reste négligeable (En l'absence de courant électrique radial, le moment angulaire de l'ensemble des assemblées électronique et ionique reste nul). Il en résulte que l'énergie cinétique initiale des ions est cédée aux électrons par la mise en jeu de la force de Laplace, puis perdue par eux par collisions inélastiques avec les ions. Quant à ces derniers, d'après ce que nous avons vu plus haut au sujet du temps d'équipartition de l'énergie entre les deux assemblées, (voir tableau I), il ne leur est pas possible dans le temps qu'ils mettent à traverser l'onde de choc, d'acquérir une partie de l'énergie thermique des électrons, qui ainsi ne serait pas rayonnée. Le fait que leur température reste négligeable, traduit cette constatation en même temps qu'elle confirme l'absence de viscosité dans l'onde de choc. (*).

* On peut donner du point de vue microscopique des phénomènes en jeu, l'interprétation suivante :

Dans le repère du choc, les ions ne sont pas décélérés par collisions car il apparaîtrait comme nous l'avons souligné plus haut, une énergie thermique qui n'est pas observée. Dans l'équation macroscopique décrivant le mouvement des ions :

$$n_i m_i \frac{d\bar{V}_i}{dt} = n_i z_i e (\bar{E} + \bar{V}_i \wedge \bar{B}) - \bar{\nabla} p_i$$

le terme de gradient de pression étant négligeable et le terme magnétique n'ayant pas de composante radiale, il reste :

$$m_i V_i \frac{dV_i}{dr} = z_i e E_r$$

D'autre part, pour qu'une onde de choc soit observable certaines conditions d'existence doivent être vérifiées. Ainsi pour une onde de choc en présence d'un champ magnétique perpendiculaire - onde de choc rapide - les vitesses du plasma en amont et en aval doivent vérifier les relations, [3, 14] :

$$V_1 \geq (C_{S1}^2 + C_{A1}^2)^{1/2} \quad (18-a)$$

$$(C_{S2}^2 + C_{A2}^2)^{1/2} > V_2 \quad (18-b)$$

tandis que pour une onde de choc contrôlée par la seule résistivité on doit avoir [18]

$$V_2 > C_{S2} \quad (18-c)$$

Il est facile de voir que les relations 18-a et b sont aisément vérifiées, eu égard au fait que B_1 et donc C_{A1} sont nuls dans le milieu amont et que l'on a $V_1 \sim C_{A2}$ (Relation 15). En ce qui concerne la dernière relation, la méconnaissance des valeurs exactes de V_2 et de C_{S2} ne permet pas de conclure avec précision. Toutefois comme nous l'avons déjà remarqué, la théorie utilisée ne s'applique probablement plus dans cette région.

Ainsi les ions sont décélérés par le champ électrique radial E_r , leur mouvement étant adiabatique. Quoique sa valeur n'ait pu être mesurée avec précision par défaut de reproductibilité du signal, l'existence de ce champ a été effectivement observée. En intégrant la relation précédente on voit que la différence de potentiel du champ E_r sur l'épaisseur du choc est égale à l'énergie des ions incidents. Les électrons, du fait de l'existence des collisions ($\omega_{ce} \tau_e \ll 1$), suivent les ions dans leur mouvement radial et traversent ainsi le champ magnétique. A titre d'information on peut noter que les composantes radiale et azimutale (courant électrique) sont eu égard à la valeur de i et de la densité, du même ordre de grandeur. Enfin l'énergie qu'ils prennent dans le champ électrique est thermalisée par les collisions qu'ils subissent de la part des ions puis rayonnée.

III. PARTIE THEORIQUE.

III.1. INTRODUCTION.

Dans ce qui suit nous évaluons l'épaisseur du profil de l'onde de choc dans des conditions qui s'appliquent à la situation expérimentale précédemment décrite. Ainsi nous supposons en premier lieu avoir affaire à un problème hydro-magnétique, le gaz pouvant être considéré comme un gaz conducteur dans un champ magnétique. Nous supposerons comme cela a été discuté précédemment, que le plasma est localement en équilibre thermodynamique et qu'il existe donc en chaque point une température. D'autre part nous supposerons que le gaz est "parfait" avec une valeur du rapport des chaleurs spécifiques constante, et de plus ne dépendant pas de l'état d'ionisation du gaz. Ces hypothèses seront discutées à l'appendice II.

La seule cause d'irréversibilité qui sera retenue est, conformément à la discussion présentée dans l'introduction, la diffusion relative des particules et du champ magnétique, cette diffusion étant contrôlée par la résistivité coulombienne classique.

La structure des solutions sera discutée et l'épaisseur du profil donnée en fonction de la longueur de diffusion précédemment définie $L_2 = \eta(T_2)/2\mu_0 V_1$, dont la valeur de référence est choisie par commodité dans le milieu aval.

Nous supposerons de plus qu'une certaine puissance q_r (puissance par unité de surface perpendiculaire au mouvement) est rayonnée par le plasma de façon incohérente. Le calcul comprend deux parties. Dans la première, $q_r = 0$ et nous obtenons le profil dans le cas sans rayonnement. Dans la seconde partie qui est appliquée à l'expérience décrite nous supposerons que q_r est une fraction importante du flux d'énergie incident.

III.2. EQUATIONS GENERALES.

Nous utiliserons les équations générales de conservation de la densité de masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, sous la forme :

$$\frac{d}{d\alpha} (\rho v) = 0 \quad (19-a)$$

$$\frac{d}{d\alpha} \left(p + \rho v^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad (19-b)$$

$$\frac{d}{d\alpha} \left[\rho v \left(w + \frac{v^2}{2} \right) + \frac{EB}{\mu_0} + q_r \right] = 0 \quad (19-c)$$

avec les notations usuelles : $w = \gamma p / (\gamma - 1) \rho$ désigne l'enthalpie.

Suivant CLARKE, nous décrirons l'état thermodynamique du plasma par les variables S et p et nous calculerons [9] :

$$\frac{dP}{d\alpha} = \left(\frac{\partial P}{\partial S} \right)_p \frac{dS}{d\alpha} + \left(\frac{\partial P}{\partial p} \right)_S \frac{dp}{d\alpha} \quad (20)$$

En utilisant les relations :

$$\left(\frac{\partial w}{\partial S} \right)_p = \left(\frac{\partial w}{\partial p} \right)_p \left(\frac{\partial P}{\partial S} \right)_p \quad \text{et} \quad T = \left(\frac{\partial w}{\partial S} \right)_p$$

on voit facilement que :

$$\left(\frac{\partial P}{\partial S} \right)_p = -(\gamma - 1) \frac{pT}{c_s^2}$$

où $c_s = (\partial p / \partial \rho)^{1/2}$ désigne la vitesse locale du son. Les relations (2), (19-a) et (19-b) nous permettent alors d'écrire :

$$\rho (c_s^2 - v^2) \frac{dv}{d\alpha} = (\gamma - 1) \eta i^2 + v \frac{d}{d\alpha} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) - (\gamma - 1) \frac{dq_r}{d\alpha}$$

En tenant compte des relations $i = -dB/\mu_0 dx$ et $dE/dx = 0$ nous obtenons finalement le système d'équations :

$$0 = \rho (c_s^2 - v^2) \frac{dv}{d\alpha} - \frac{1}{\mu_0} \left[\gamma v B - (\gamma - 1) E \right] \frac{dB}{d\alpha} + (\gamma - 1) \frac{dq_r}{d\alpha} \quad (21-a)$$

$$E - VB + \frac{\eta}{\mu_0} \frac{dB}{dx} = 0 \quad (21-b)$$

Dans ces équations ρ et $C_S^2 = \gamma p/\rho$ sont des fonctions de V et B par les relations (19-a) et (19-b). q_r est une fonction de ρ et de $T = (A/\gamma R) C_S^2$, A nombre de masse, R constante des gaz parfaits. On supposera dans la suite que la résistivité ne dépend que de la température. Sans que les propriétés du profil dépendent explicitement de la loi choisie, nous prendrons celle qui résulte des collisions coulombiennes $\eta \simeq T^{-3/2} [12,49]$. Le problème consiste alors à intégrer le système (21) donnant B et V et donc p et ρ , en fonction de x , à partir des conditions initiales que sont les valeurs de ces grandeurs dans le milieu amont.

III.3. CAS OU LE RAYONNEMENT EST NEGLIGEABLE .

III.3.1. Propriétés de l'écoulement :

Les propriétés du milieu amont étant données, les relations de Rankine-Hugoniot permettent de connaître celles du milieu aval. En effet, le paramètre $\xi = V_2/V_1 = \rho_1/\rho_2 = B_1/B_2$ est donné par la relation classique :

$$M_A^2 = \left(\frac{V_1}{C_{A1}} \right)^2 = \frac{(\gamma + 2C^2)\xi + 2 - \gamma}{[(\gamma + 1)\xi - (\gamma - 1)]\xi} \quad (22)$$

en posant : $C_{A1}^2 = B_1^2/\mu_0 \rho_1$ et $C^2 = (C_{S1}/C_{A1})^2$. Les propriétés du milieu aval sont alors déterminées par les relations précédentes, ainsi que par :

$$\frac{p_2 - p_1}{\rho_1 V_1^2} = (1 - \xi) \left[1 - \frac{1}{2M_A^2} \frac{1 + \xi}{\xi^2} \right] \quad (23)$$

Le paramètre ξ caractérise la "force" de l'onde de choc et on a

$$\xi_{\lim} = (\gamma - 1)/(\gamma + 1) < \xi \leq 1$$

En normalisant les grandeurs, en posant : $\tilde{B} = B/B_1$, $\tilde{V} = V/V_1$ et $\tilde{C}_S = C_S/V_1$ le système (21) s'écrit maintenant [37] :

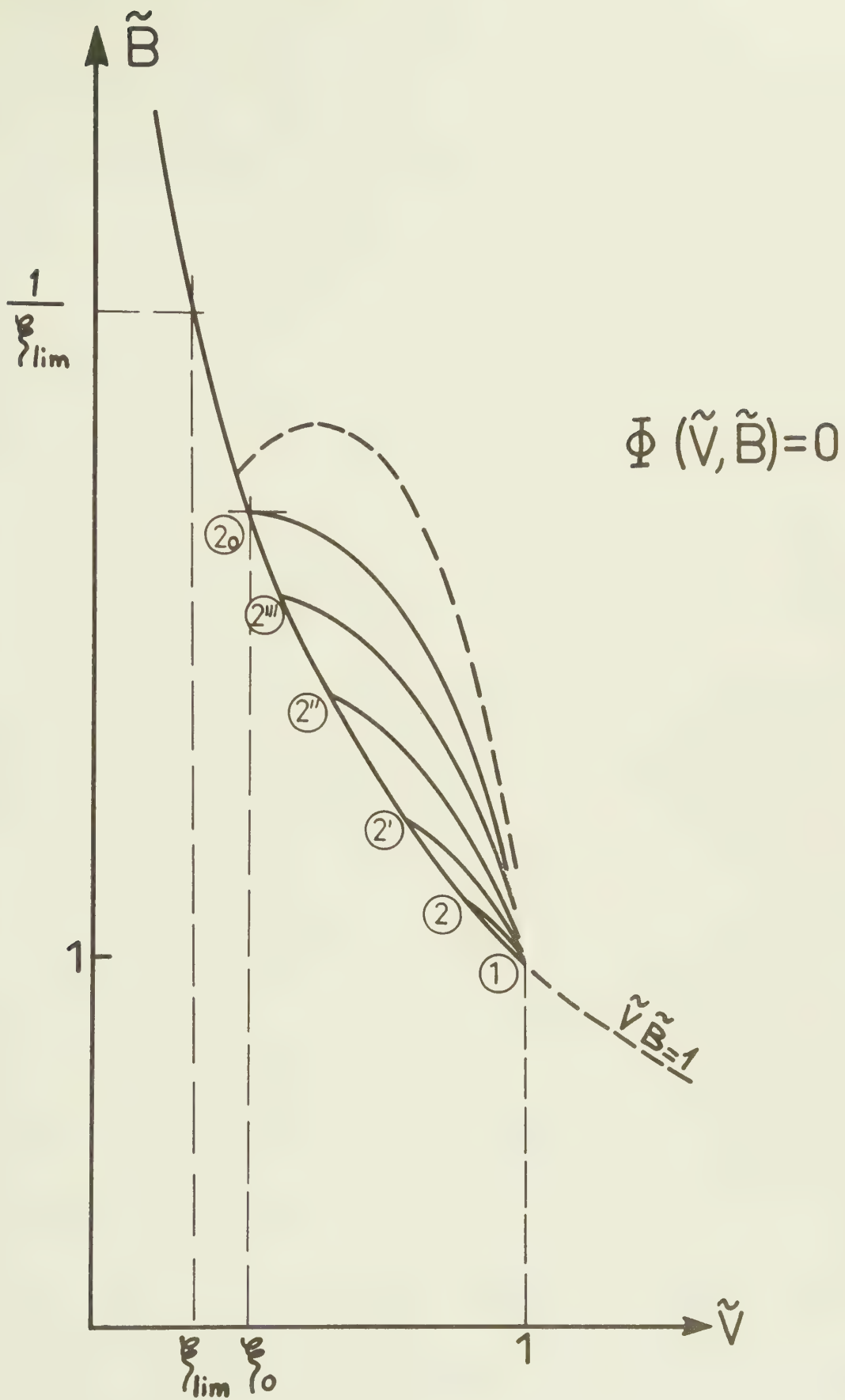


FIGURE 20

STRUCTURE DE L'ONDE DE CHOC RESISTIVE EN L'ABSENCE DE RAYONNEMENT . Relation entre $\tilde{B} = B/B_1$ et $\tilde{V} = V/V_1$. La courbe $\Phi(\tilde{V}, \tilde{B}) = 0$ décrit l'arc qui permet de passer du milieu amont (1), au milieu aval (2) .

$$\frac{d\tilde{B}}{d\tilde{V}} = M_A^2 \frac{\tilde{C}_s^2 - \tilde{V}^2}{[\gamma \tilde{V} \tilde{B} - (\gamma - 1)] \tilde{V}} \quad (24-a)$$

$$\frac{d\tilde{B}}{d\alpha} = \frac{\mu_0 V_1}{\eta} (\tilde{V} \tilde{B} - 1) \quad (24-b)$$

avec $\eta = \eta(T)$ et

$$\begin{aligned} T &= \frac{A}{\gamma R} V_1^2 \tilde{C}_s^2 \\ &= \frac{A}{R} V_1^2 \tilde{V} \left[\frac{1}{\gamma} \tilde{C}_{s1}^2 + 1 - \tilde{V} - \frac{1}{2 M_A^2} (\tilde{B}^2 - 1) \right] \end{aligned} \quad (25)$$

L'équation différentielle (24-a) ne dépend pas de η . Elle s'interprète physiquement par le ralentissement du plasma sous l'action de la force $i \wedge B$. Ses solutions forment une famille dépendant du paramètre ξ . L'équation (24-b) exprime la diffusion relative du champ magnétique et du plasma. Sa solution tend bien vers une discontinuité à la limite $\eta = 0$. Les conditions aux limites sont $\tilde{B} = 1, \tilde{V} = 1$ dans le milieu amont, ou, ce qui revient au même, $\tilde{B} = 1/\xi, \tilde{V} = \xi$ dans le milieu aval. A la manière usuelle, nous décrirons les phénomènes dans le plan des variables $\{V, B\}$ (voir figure 20). Dans ce plan les points figuratifs des milieux extrêmes sont sur l'hyperpole $\tilde{V}\tilde{B} - 1 = 0$. Le point représentant le milieu aval $\{\xi, 1/\xi\}$ se déplace sur cette courbe depuis le point $\{1, 1\}$ représentant le milieu amont (cas d'une onde de choc infiniment faible) jusqu'au point $\{\xi_{\text{lim}}, 1/\xi_{\text{lim}}\}$. L'écoulement est décrit par l'arc de courbe C_ξ , solution de (24-a) qui raccorde ces deux points.

Il est facile de mettre en évidence les propriétés des solutions du système (24). Nous noterons d'abord qu'au point $\{1, 1\}$ nous avons toujours $(d\tilde{B}/d\tilde{V})_1 = -(\tilde{V}_1^2 - \tilde{C}_{s1}^2)/\tilde{C}_{A1}^2 < 0$ et que cette quantité varie de la valeur -1 (qui est la pente même de la courbe $\tilde{V}\tilde{B} - 1 = 0$ en ce point) pour une onde de choc infiniment faible à la valeur $-\infty$ pour une onde de choc infiniment forte.

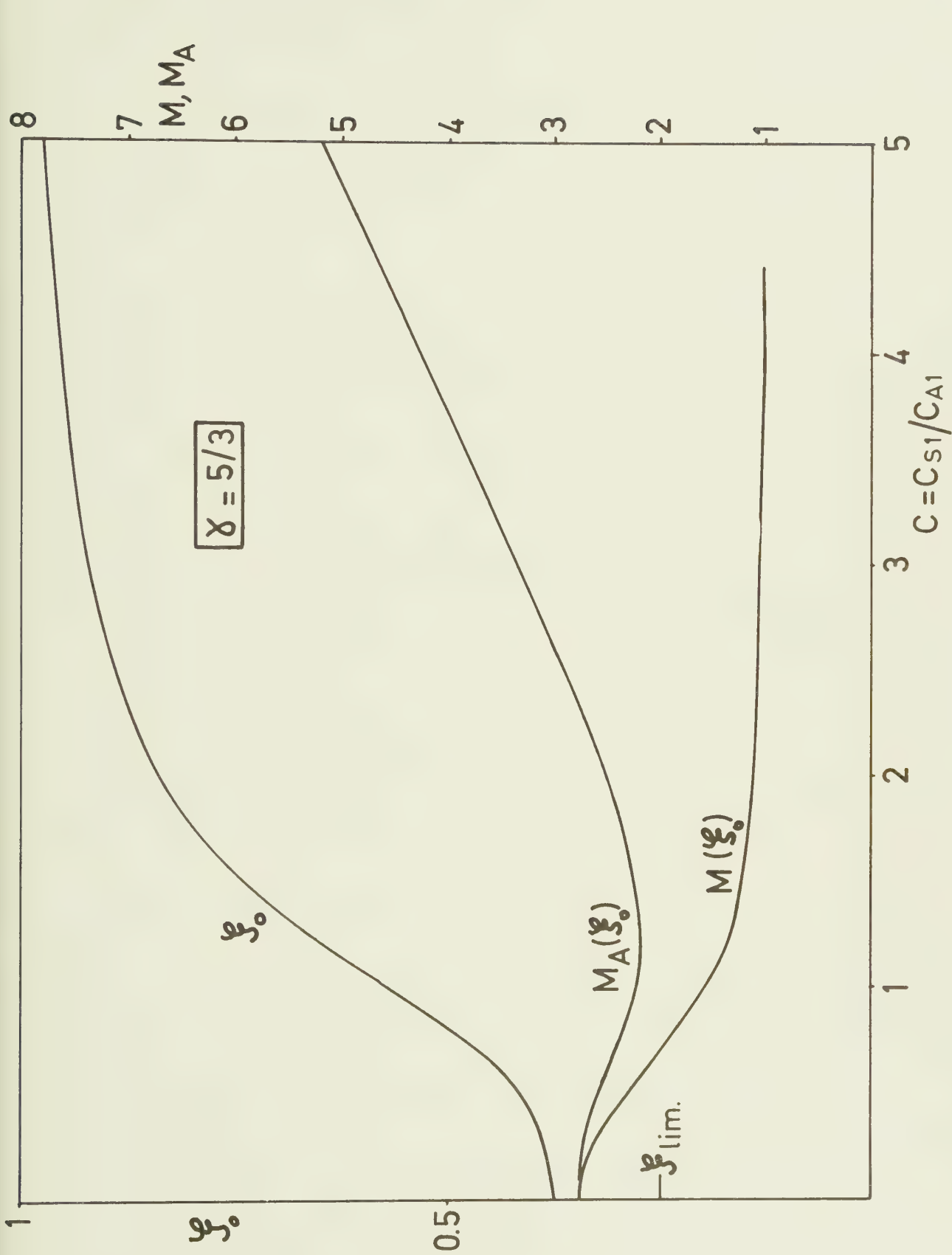


FIGURE 21

VALEURS LIMITES, POUR UNE ONDE DE CHOC RESISTIVE, DES PARAMETRES: ξ_0 , $M(\xi_0)$ et $M_A(\xi_0)$.

D'autre part, au point 2, $\{\xi, 1/\xi\}$ nous avons $(d\tilde{B}/d\tilde{V})_2 = M_A^2(\tilde{C}_{s2}^2 - \xi^2)/\xi$. Contrairement au signe de $(d\tilde{B}/d\tilde{V})_1$ toujours négatif, celui de $(d\tilde{B}/d\tilde{V})_2$ dépend de ξ . En particulier, la valeur nulle est obtenue pour la valeur ξ_0 du paramètre ξ solution de l'équation algébrique [25] :

$$\gamma(\gamma+1)\left(1+\frac{2C^2}{\gamma}\right)\xi_0^3 - (\gamma+1)(3\gamma-4+2C^2)\xi_0^2 + 3\gamma(\gamma-1)\xi_0 - \gamma(\gamma-1) = 0 \quad (26)$$

A cette valeur correspond un écoulement pour lequel la vitesse du fluide atteint, après avoir traversé l'onde de choc, la valeur de la vitesse du son dans le milieu aval ($V_2 = C_{s2}$). Les propriétés des solutions du système (24) en découlent : Nous noterons d'abord que l'on a tout au long du profil : $\tilde{V}\tilde{B} - 1 \geq 0$ la valeur nulle n'étant atteinte que dans les milieux extrêmes. Il en résulte $d\tilde{B}/d\alpha > 0$ partout en dehors de ces milieux. Ceci signifie que les ondes de choc pour lesquelles $\tilde{B}$ dépasse la valeur $1/\xi$ ne sont pas physiquement réalisables. L'onde de choc la plus forte qui puisse être contrôlée par la seule résistivité est celle pour laquelle : $\xi = \xi_0$ [18]. Ce résultat est un cas particulier de propriétés plus générales concernant les ondes de choc hydromagnétiques dans le cas où un seul phénomène dissipatif est en jeu [46]. On notera que la propriété de monotonie de la solution obtenue est due au caractère hydromagnétique de la loi d'Ohm utilisée. Cette propriété disparaît lorsque l'on considère séparément les deux assemblées électronique et ionique et tient compte de l'inertie des électrons [20].

III.3.2. Intégration du profil :

L'équation (24-a) où le numérateur du second membre est donné par (25), s'intègre immédiatement. L'arc C_ξ joignant les points 1 et 2 a pour équation :

$$\begin{aligned} \oint_{C_\xi} (\tilde{V}, \tilde{B}) &\equiv \left[\frac{\gamma}{2} (1 + 2M_A^2) + C^2 \right] \tilde{V} + (\gamma-1)\tilde{B} - \frac{\gamma+1}{2} M_A^2 \tilde{V}^2 \\ &- \frac{\gamma+1}{2} M_A^2 \tilde{V}^2 - \frac{\gamma}{2} \tilde{V}\tilde{B}^2 - \left[(\gamma-1) \left(1 + \frac{M_A^2}{2} \right) + C^2 \right] = 0 \end{aligned} \quad (27)$$

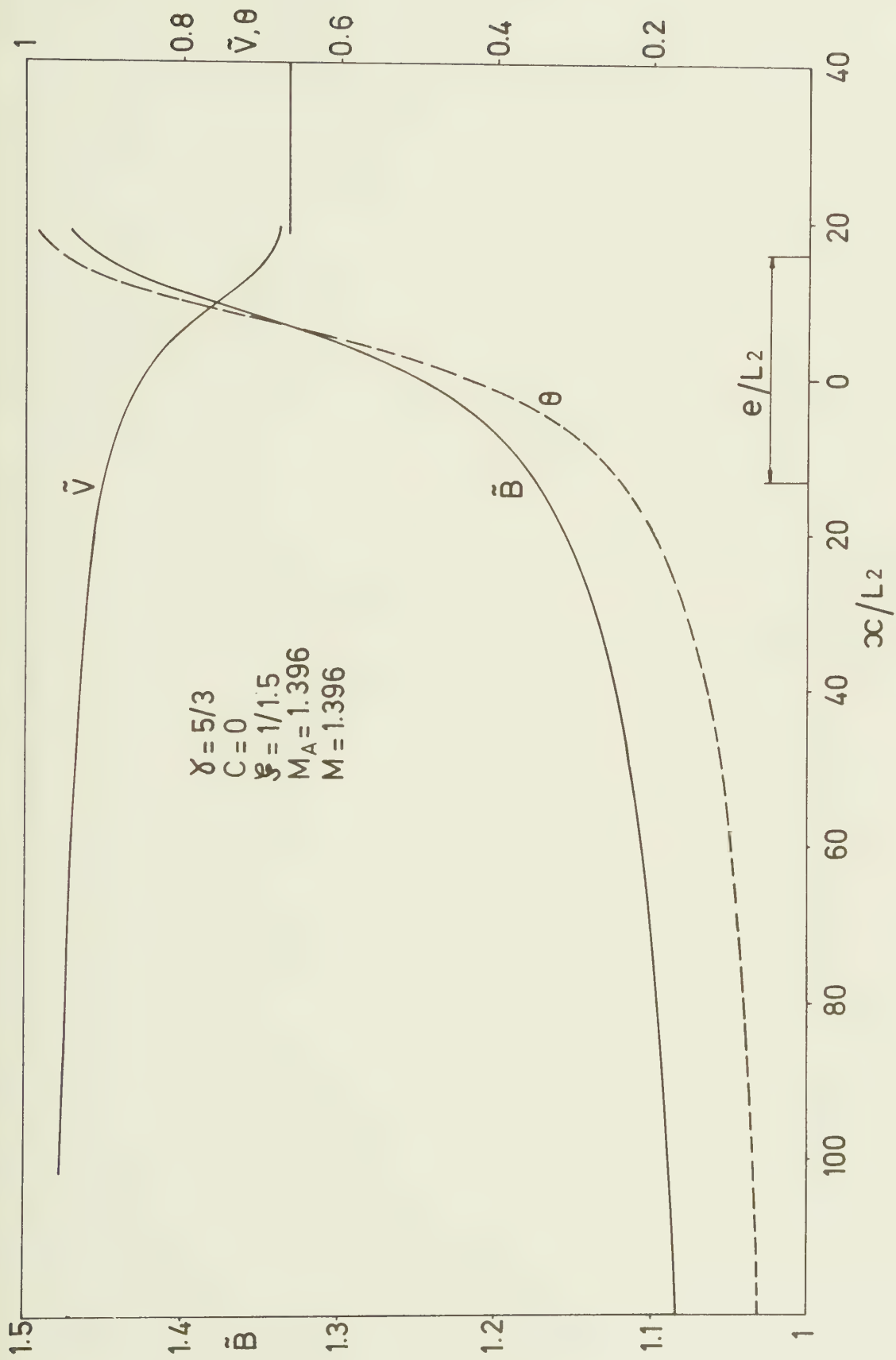


FIGURE 22 (a)

PROFIL DES GRANDEURS DANS UNE ONDE DE CHOC RESISTIVE POUR $C = 0$
 $\tilde{V} = v/v_1$, $\tilde{B} = B/B_1$, $\theta = (T - T_1)/(T_2 - T_1)$, $L_2 = \eta(T_2)/2 \mu_0 v_1$.

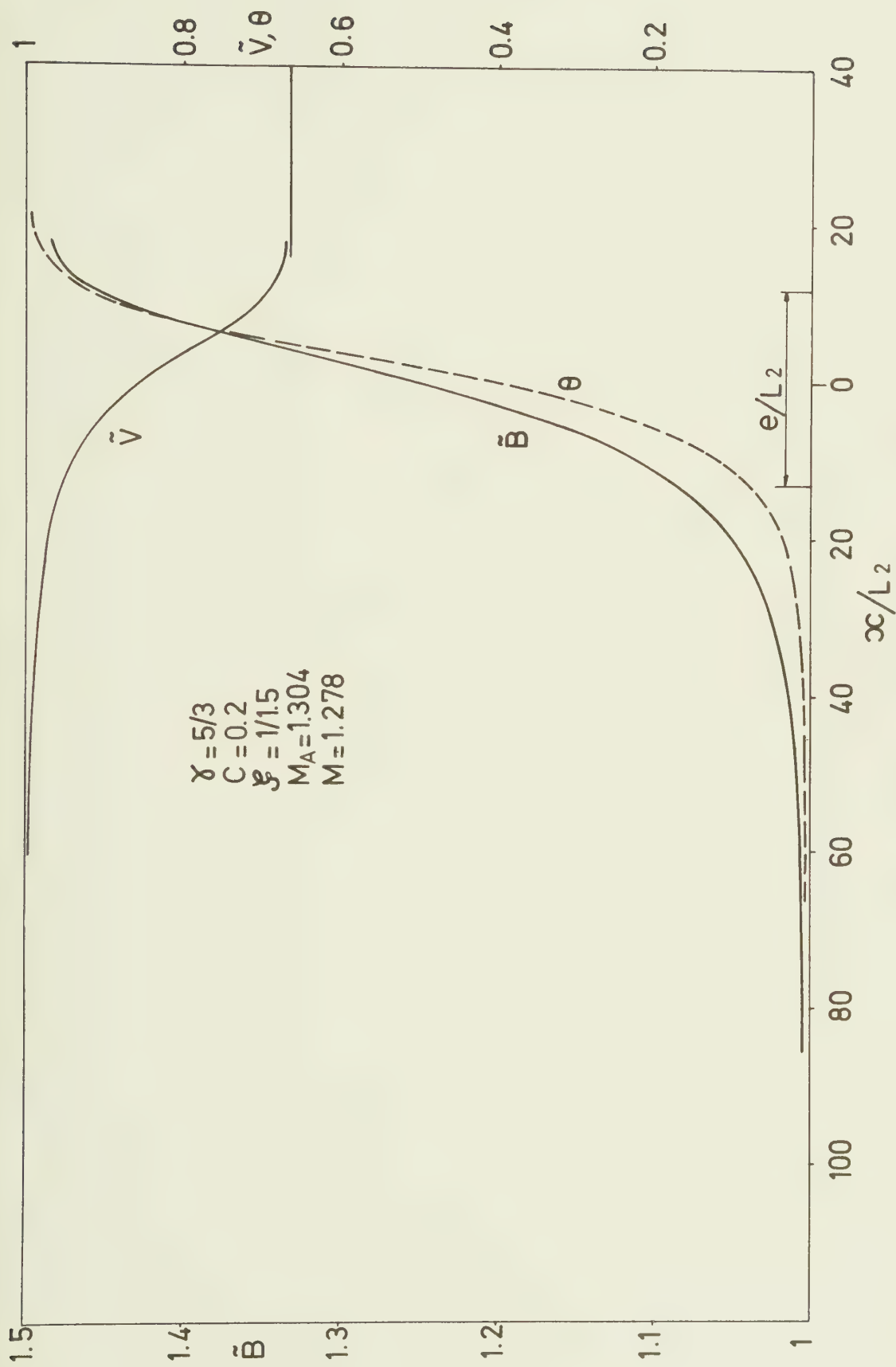


FIGURE 22 (b)

PROFIL DES GRANDEURS DANS UNE ONDE DE CHOC RESISTIVE POUR $C = 0,2$
 $\tilde{V} = V/V_1$, $\tilde{B} = B/B_1$, $\theta = (T - T_1)/(T_2 - T_1)$, $L_2 = \eta(T_2)/2\mu_0 V_1$.

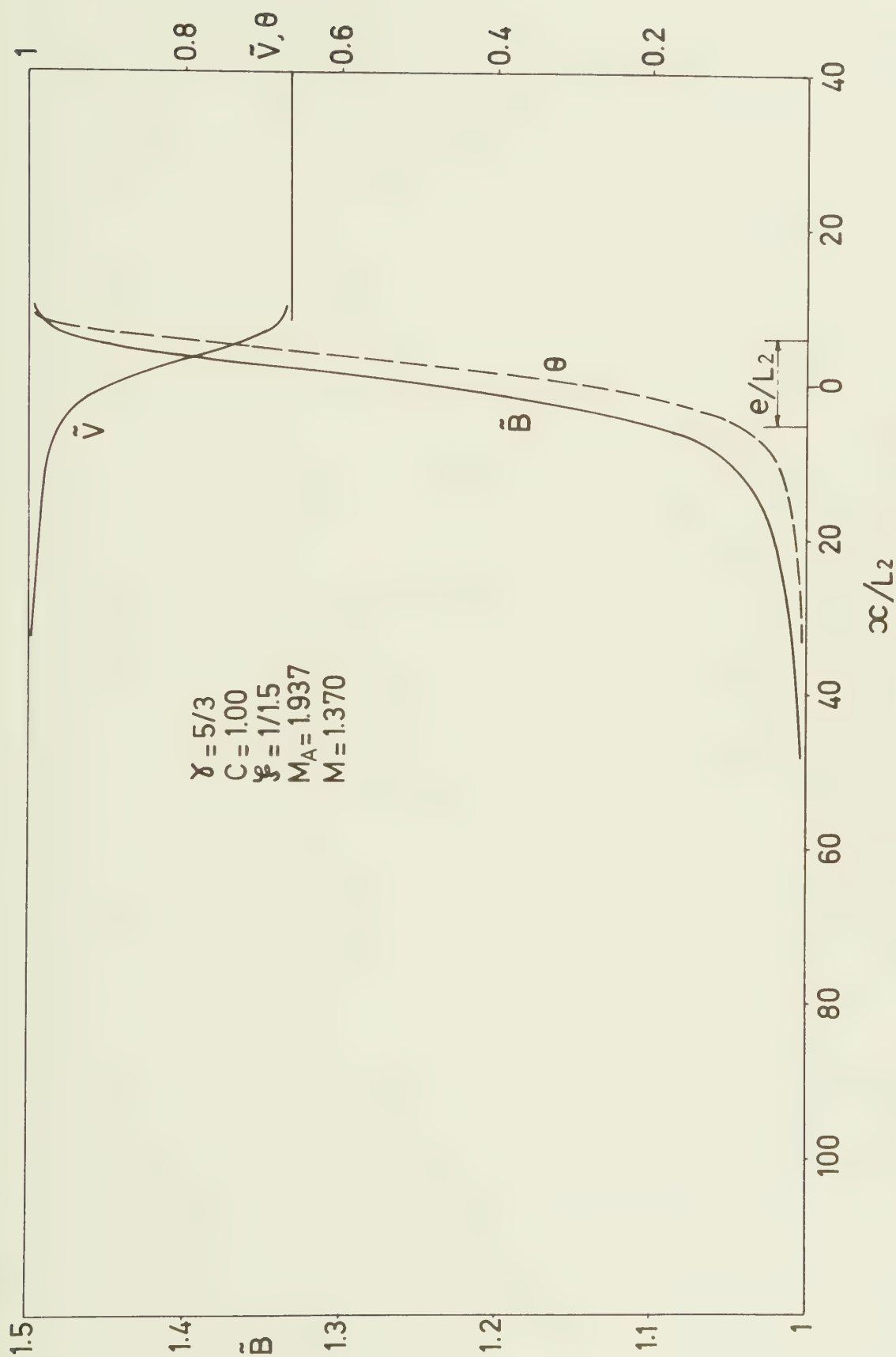


FIGURE 22 (C)

PROFIL DES GRANDEURS DANS UNE ONDE DE CHOC RESISTIVE POUR $C = 1,00$
 $\tilde{V} = V/V_1$, $\tilde{B} = B/B_1$, $\theta = (T - T_1)/(T_2 - T_1)$, $L_2 = \eta(T_2)/2\mu_0 V_1$.

Nous choisirons pour échelle en x la longueur :

$$L_2 = \frac{\eta(T_2)}{2\mu_0 V_1}$$

Avec cette échelle, le résultat de l'intégration ne dépend pas de la valeur numérique du coefficient de résistivité. Nous admettrons conformément à ce qui a été dit plus haut que la résistivité est normale soit : $\eta \sim T^{-3/2}$ et en particulier $\eta(T_2) \sim T_2^{-3/2}$. En posant :

$$\Psi(\tilde{B}) \equiv (1 - \tilde{V}\tilde{B}) \left[\frac{C^2}{\gamma M_A^2} + 1 - \tilde{V} - \frac{1}{2M_A^2} (\tilde{B}^2 - 1) \right]^{\frac{3}{2}} \tilde{V}^{\frac{3}{2}} \quad (28)$$

on obtient finalement :

$$\frac{x}{L_2} = \frac{2}{M_A^3} \xi^{\frac{3}{2}} \left[\frac{C}{\gamma} + (1 - \xi) \left(M_A^2 - \frac{1 + \xi}{2\xi^2} \right) \right] \int_{\tilde{B}_0}^{\tilde{B}} \frac{d\tilde{B}}{\Psi(\tilde{B})} \quad (29)$$

en convenant de fixer l'origine des abscisses au point où $\tilde{B} = \tilde{B}_0 = (B_1 + B_2)/2B_1$. Dans cette relation M_A^2 et ξ dépendent l'un de l'autre par la relation (22). Il est utile de remarquer que dans l'expression du second membre les propriétés du milieu n'apparaissent que par les rapports V_1/C_{A1} et C_{S1}/C_{A1} et aucunement par les valeurs numériques des grandeurs physiques elles-mêmes, ces dernières n'apparaissent qu'à travers la valeur de L_2 .

En général, le profil a une extension infinie (l'intégrale (29) diverge pour $B = B_1$ et B_2). Toutefois, pour la valeur ξ_0 on montre facilement que $x(1/\xi_0) = x(B_2)$ est fini et nous savons qu'en ce point :

$$d\tilde{B}/dx = d\tilde{V}/dx = 0$$

Les profils existent pour des valeurs de ξ telles que $1 + C^2 < M_A^2 \leq [M_A(\xi_0)]^2$ soient pour : $1 < M^2 \leq [M(\xi_0)]^2$ où l'on a posé $M^2 = V_1^2 / (C_{A1}^2 + C_{S1}^2)$. On a reporté sur la figure 21, les valeurs limites ξ_0 , $M_A(\xi_0)$ et $M(\xi_0)$ en fonction de C pour la valeur particulière $\gamma = 5/3$, où ξ_0 désigne toujours la seule solution réelle de l'équation (26).

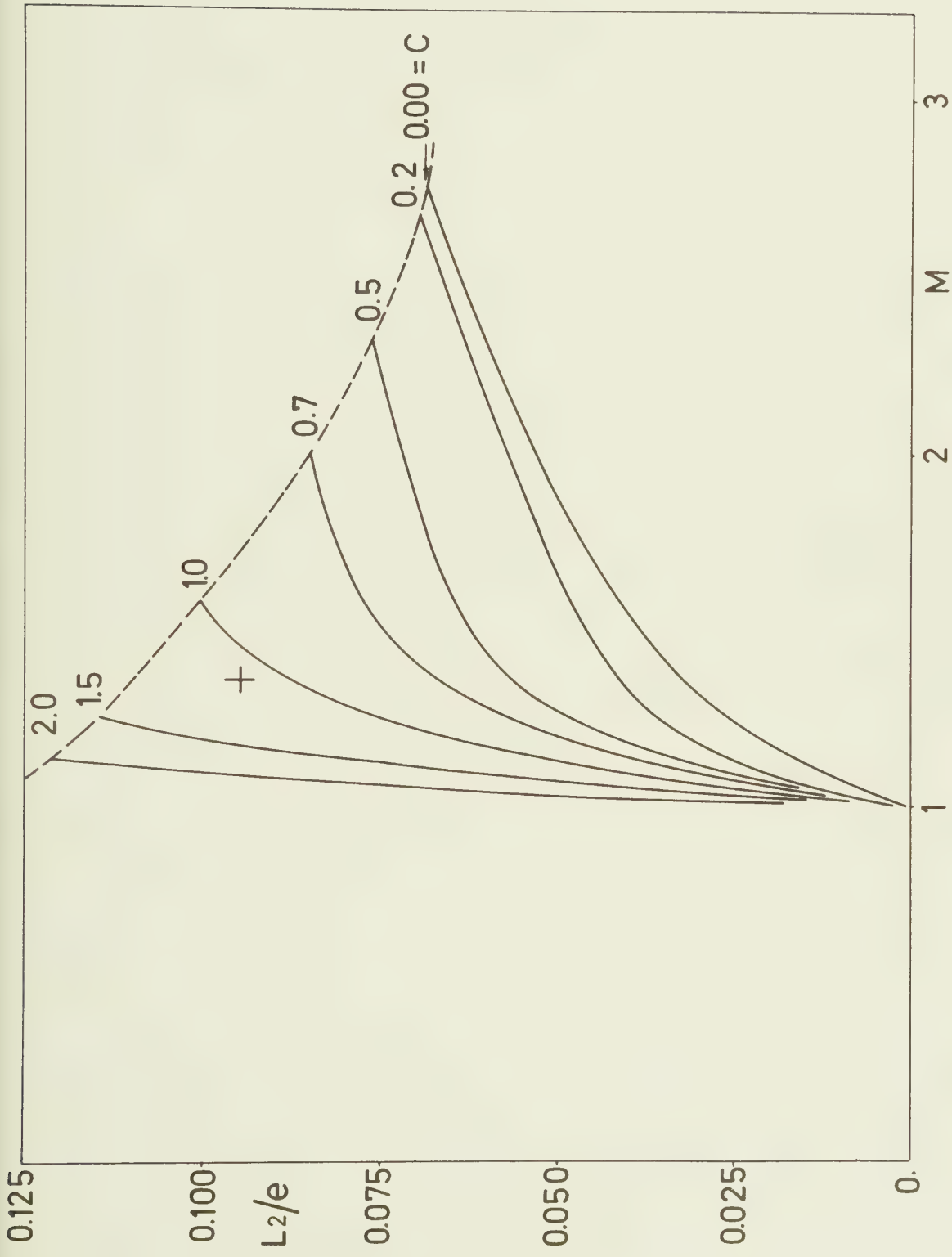


FIGURE 23

EPAISSEUR D'UNE ONDE DE CHOC RESISTIVE EN L'ABSENCE DE RAYONNEMENT.

$$e = (B_2 - B_1) / (dB/d\alpha)_{\text{Max}}, \quad L_2 = \eta(\tau_2) / 2\mu_0 V_1;$$

$$C = C_{S1} / C_{A1}, \quad M = V_1 / (C_{S1}^2 + C_{A1}^2)^{1/2}$$

De tels profils obtenus à partir de l'intégrale (29) sont donnés sur les figures (22 a,b,c) pour $\gamma = 5/3$ et $\xi = 1/1.5$ qui est le cas traité par Marshall [38].

La figure montre la variation de $\tilde{B} = B / B_1$, $\tilde{V} = V / V_1$ et $\theta = (T - T_1) / (T_2 - T_1)$. L'épaisseur est définie à la manière usuelle par :

$$e = \frac{B_2 - B_1}{(dB/dx)_{\max}} = \frac{1 - \xi}{\xi} \frac{1}{(d\tilde{B}/d\alpha)_{\max}}$$

On peut constater sur la figure 24 qu'en général les variations des grandeurs $\tilde{B}$, $\tilde{V}$ et θ ne sont appréciables que sur une distance de l'ordre de l'épaisseur e et que cette distance est la même pour ces trois grandeurs. Ceci est conforme aux résultats connus dans le cas où la viscosité est négligeable. Toutefois, dans le cas physiquement sans intérêt ou $C = 0$, l'onde de choc proprement dite est précédée d'une région dont l'extension est considérable devant l'épaisseur. Ceci semble être dû à la façon dont la résistivité dépend de la température. On doit noter que dans cette région, le plasma est déjà sensiblement ralenti. Finalement l'épaisseur est donnée par la figure 23 qui montre la quantité L_2 / e en fonction de M pour différentes valeurs de C dans le milieu aval. Le point $M = 2,02$, $L_2 / e = 0,095$ correspond au profil intégré par Marshall pour lequel il trouve l'épaisseur $e = 1,810^4 \times \lambda_i$ [38].

III.4. CAS OU LE RAYONNEMENT EST IMPORTANT ($q_r \simeq p_1 V_1^{3/2}$)

III.4.1. Généralités :

Nous nous proposons dans ce qui suit d'examiner ce que deviennent les profils précédents lorsque la plus grande partie de l'énergie thermique gagnée par le plasma, lors de son ralentissement, est rayonnée à l'infini, sans être réabsorbée. Nous supposons toujours que la création d'entropie est contrôlée par la seule résistivité et, de plus, que le rayonnement en maintient la valeur à un niveau très faible.

On sait que dans ce cas extrême on a :

$$E \simeq 0, \quad B_1 \simeq 0, \quad V_2 \simeq 0 \quad \text{et} \quad p \simeq 0.$$

Les relations de conservation se réduisant à :

$$\rho_1 v_1^2 \approx B_2^2 / 2\mu_0 \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \eta i^2 dx \approx \rho_1 v_1^3 / 2 \approx q_2 - q_1$$

Ces relations permettent d'évaluer l'ordre de grandeur de l'épaisseur du profil à $e \approx \eta / 2 \mu_0 v_1$, dans lequel η désigne la résistivité moyenne que les approximations présentes ne permettent pas de connaître, la température étant supposée nulle (voir appendice III). Le problème que nous nous proposons dans ce qui suit est d'établir l'épaisseur du profil de façon plus précise, afin d'expliquer celle que nous observons dans notre expérience.

Le problème d'introduire le rayonnement dans l'équation donnant l'évolution de l'entropie,

$$\rho T v \frac{ds}{dx} = \eta i^2 - \frac{dq_r}{dx} \quad (30)$$

est en général non résolu, q_r étant non seulement fonction de ρ et T mais également du temps et il n'est alors plus possible de considérer le phénomène comme stationnaire. Eu égard à la précision recherchée, dans l'approximation où le rayonnement est dominant, nous aurons :

$$\eta i^2 - \frac{dq_r}{dx} \approx 0$$

Si nous considérons une tranche de plasma d'épaisseur dx , la relation (19-c) qui décrit le flux d'énergie nous permet d'écrire :

$$- \delta \left(\frac{\rho v^3}{2} \right) = \rho v \cdot W + \frac{1}{\mu_0} E \delta B + \delta q_r$$

Au second membre figurent l'augmentation de l'énergie thermique, de la puissance électromagnétique continue qui est rayonnée à $x = +\infty$ et la puissance perdue par rayonnement incohérent (à $x = \pm \infty$ en supposant toujours la réabsorption négligeable). A la limite où $E = 0$ et $T = 0$, on a :

$$- \delta (\rho v^3 / 2) \approx \delta q_r$$

Nous poserons :

$$\frac{dq_r}{dx} = r \frac{d}{dx} \left(\frac{\rho v^3}{2} \right), \quad r \leq 1$$

Cette approximation sera d'autant meilleure que nous serons près de la valeur $r = 1$. En général, la valeur de r sera déterminée par les relations de Rankine-Hugoniot.

La puissance totale rayonnée par le plasma vaut alors :

$$-\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dq_r}{dx} dx = q_2 - q_1 = r \frac{P_1 V_1^3}{2} (1 - \xi^2)$$

elle s'annule avec ξ comme $1 - \xi^2$ et les relations de Rankine-Hugoniot nous permettent d'écrire :

$$M_{Ar}^2 = \left(\frac{V_1}{C_{A1}} \right)^2 = \frac{\gamma \xi + 2 - \gamma}{\left\{ \left[\gamma(1+r) - (1-r) \right] \xi - (\gamma-1)(1-r) \right\} \xi} \quad (31)$$

où nous avons supposé $C_{S1} = 0$ conformément à l'hypothèse selon laquelle le rayonnement maintient la température à un niveau négligeable.

La nouvelle valeur limite de ξ vaut donc :

$$\xi_{r, \text{lim}} = \frac{(\gamma-1)(1-r)}{\gamma(1+r) + 1-r} \ll \frac{\gamma-1}{\gamma+1}$$

on peut remarquer que cette limite est celle que l'on obtiendrait dans le cas sans rayonnement avec la valeur du rapport des chaleurs spécifiques $\gamma / [1 + (\gamma-1)r]$ qui correspond à $2 [1 + (\gamma-1)r] / (\gamma-1)(1-r)$ degrés de liberté. Ce résultat peut être interprété comme une augmentation du nombre de degrés de liberté. Ceci est à comparer aux résultats obtenus par PAI et SPETH, dans le cas où le plasma est en équilibre avec le rayonnement [41].

III.4.2. Intégration du profil :

On obtient à partir de l'équation (21-a) l'équation différentielle :

$$\frac{d\tilde{B}}{d\tilde{V}} = M_{Ar}^2 \frac{\tilde{C}_s^2 - \alpha_r \tilde{V}^2}{[\gamma \tilde{V} \tilde{B} - (\gamma-1)] \tilde{V}} \quad (32)$$

où $\alpha_r = 1 + (\gamma - 1)r$. On vérifie facilement que la solution passant par les points $\{1, 1\}$ et $\{\xi, 1/\xi\}$ est donnée par :

$$\phi_{r, \xi}(\tilde{V}, \tilde{B}) \equiv \frac{\gamma}{2} (1 + 2M_{Ar}^2) \tilde{V} + (\gamma - 1) \tilde{B} - \frac{\gamma + \alpha_r}{2} M_{Ar}^2 \tilde{V}^2 - \frac{\gamma}{2} \tilde{V} \tilde{B}^2 + \frac{\alpha_r - \gamma}{2} M_{Ar}^2 - (\gamma - 1) = 0 \quad (33)$$

L'arc correspondant admet une tangente horizontale pour $\tilde{C}_s^2 - \alpha_r \tilde{V}^2 = 0$. En ce point, $\tilde{B}$ et $\tilde{V}$ sont liés par la relation :

$$\tilde{V} = \frac{\gamma}{\gamma + \alpha_r} \left[1 - \frac{1}{2M_{Ar}^2} (\tilde{B}^2 - 1) \right] \quad (34)$$

La différence essentielle avec le cas ($r = 0$) est que l'on peut toujours trouver un profil qui soit monotone depuis le milieu amont jusqu'au milieu aval. En effet, de tels profils seront caractérisés par le fait que la vitesse du son locale n'est atteinte que dans le milieu aval, c'est-à-dire que $\tilde{V}_2 = \xi = \tilde{C}_{s2}$ et il est évidemment toujours possible de choisir r , ξ étant donné pour qu'il en soit ainsi. Ces profils correspondent à des valeurs de ξ telles que le maximum donné par (34) soit localisé sur la courbe $\tilde{V} \tilde{B} - 1 = 0$. Elles sont données par les racines de l'équation algébrique :

$$\gamma(\gamma + \alpha_r) \xi_{or}^3 + (4 - 3\gamma)(\gamma + \alpha_r) \xi_{or}^2 - \gamma(4 - 3\gamma - \alpha_r) \xi_{or} - \gamma(\gamma - \alpha_r) = 0 \quad (35)$$

qui se réduit à (26) pour $r = 0$. Les arcs correspondants dans le plan $\{\tilde{V}, B^2\}$ sont représentés sur la figure (24). Il présentent un maximum pour :

$$\frac{B_{\max}^2}{2\mu_0 p_1 V_1^2} = 1 - \left(\frac{\gamma^2 - \alpha_r^2}{\gamma^2} \right)^{1/2} \quad \tilde{V} = \tilde{V}_{\min} = \left(\frac{\gamma - \alpha_r}{\gamma + \alpha_r} \right)^{1/2}$$

et pour ces profils on a : $B_1/B_2 = (\gamma - \alpha_r)/(\gamma + \alpha_r)$

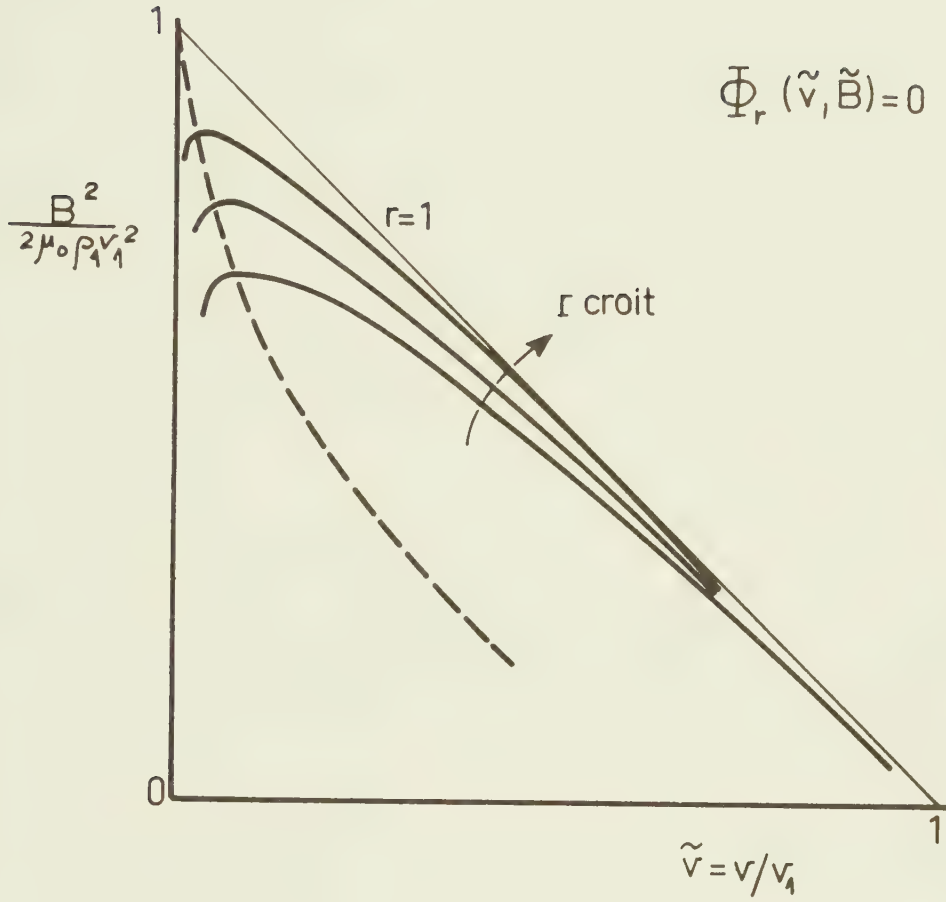


FIGURE 24

STRUCTURE DE L'ONDE DE CHOC RESISTIVE, EN PRESENCE DE RAYONNEMENT . Relation entre $\tilde{V}$ et B .

Le profil est alors obtenu par intégration de l'équation :

$$\frac{\tilde{V}}{\eta} = \frac{1}{B^2} \frac{d}{d\alpha} (B^2) \quad (36)$$

où $\eta \sim T^{-3/2}$ avec :

$$T = \frac{A}{2R} \frac{\gamma - \alpha_r}{\gamma} V_1^2 (1 - \tilde{V}^2) = T_2 (1 - \tilde{V}^2)$$

En posant comme au paragraphe III.3, $L_2 = \eta(T_2)/2 \mu_0 V_1$ on obtient :

$$\frac{\alpha}{L_2} = \int_{1/2}^{\tilde{V}} \varphi(\tilde{V}) d\tilde{V} \quad (37)$$

avec

$$\varphi(\tilde{V}) = \frac{\tilde{V}_{\min}^2 - \tilde{V}^2}{(\tilde{V} - \tilde{V}_{\min}^2)(1 - \tilde{V})^{5/2}(1 + \tilde{V})^{3/2}\tilde{V}^2} \quad (38)$$

Cette intégration qui donne le profil de vitesse est représenté sur la figure (25).

Ces profils ont une épaisseur qui, exprimée en fonction de L_2 , est sensiblement constante et égale à 6,5. Le rayonnement n'intervient que dans la valeur de la constante L_2 . On notera que ce facteur est très voisin de celui que l'on trouve dans le cas où $\eta = \text{Cte}$ (voir appendice III). Le calcul simplifié dans ce cas conduit donc au même résultat à condition de mesurer la résistivité dans le milieu aval, là où la température est maximum. C'est ce résultat $e = 6,5 L_2$ qui est comparé à la valeur expérimentale que l'on observe dans l'expérience décrite. La température que l'on obtient par cette comparaison est la température électronique, car la résistivité ne dépend pratiquement pas de la température ionique.

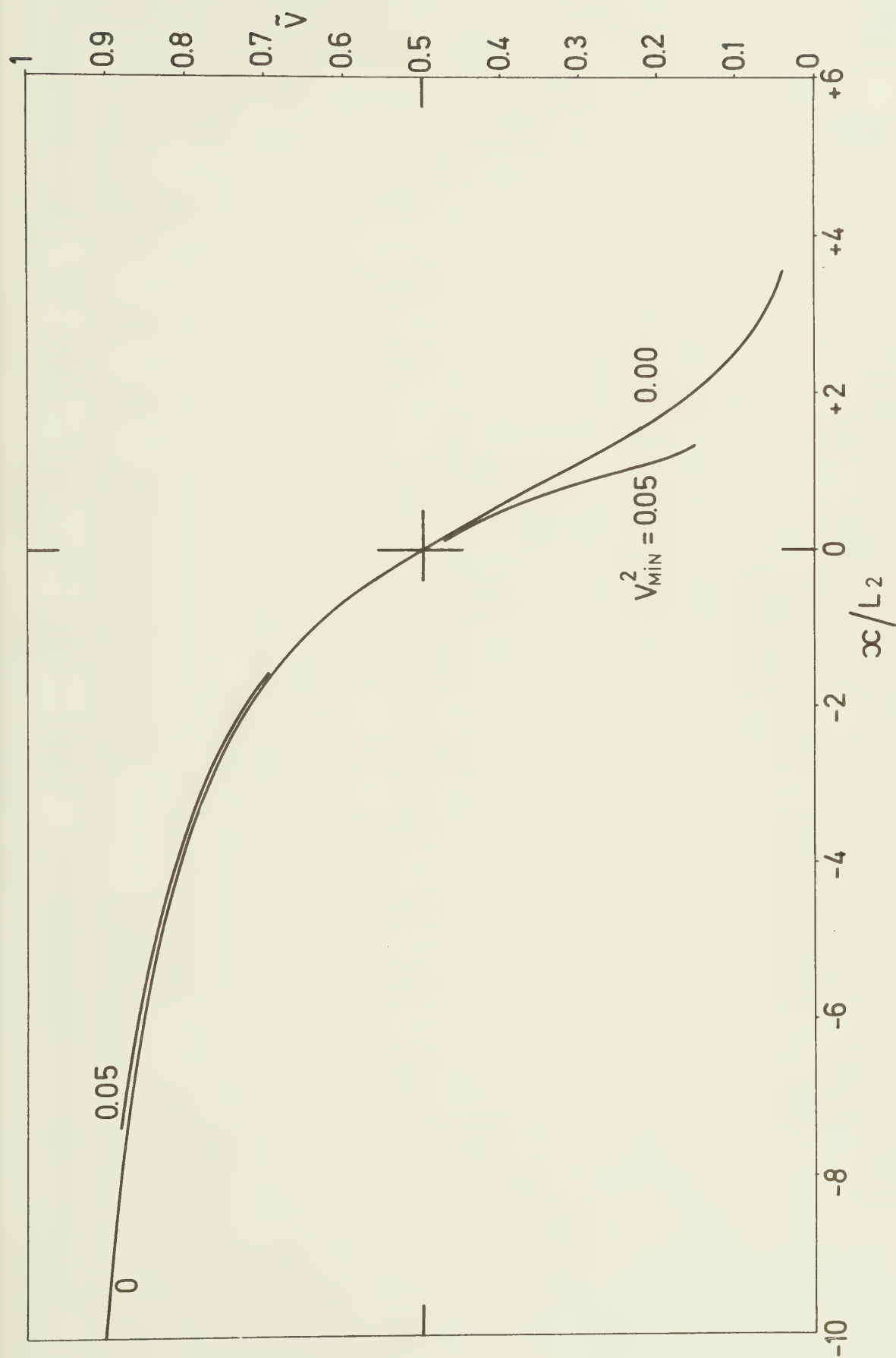


FIGURE 25

PROFIL DES GRANDEURS DANS UNE ONDE DE CHOC RESISTIVE EN PRESENCE DE RAYONNEMENT. $\tilde{v} = v/v_1$, $L_2 = \eta(T_2)/2\mu_0 v_1$

III.4.3. Comparaison avec l'expérience. Travaux de VLASES et de SORRELL [47, 48, 50].

Outre son application à notre expérience, qui a été présentée au paragraphe II.4.4, le calcul précédent peut être utilisé à discuter de certains travaux expérimentaux récemment publiés.

VLASES [50] a étudié une onde de choc dans de l'argon, dans une configuration de striction inverse. Le gaz dans le choc était en régime collisionnel et nous nous intéresserons à un cas décrit par cet auteur où la pression de gaz initiale était de $500 \mu \text{ Hg}$. Dans ce cas, VLASES a pu mettre en évidence, en variant la valeur du champ magnétique initial (1350 et 2750 gauss) un changement de nature de l'écoulement dans le choc. Plus précisément pour la valeur du champ la plus forte auquel correspond l'onde de choc la plus faible, l'auteur interprète le choc comme étant contrôlé par la résistivité. Quoique cette interprétation semble correcte, l'épaisseur du choc observé n'est en accord avec cette hypothèse que dans la mesure où la puissance thermique est perdue par rayonnement comme dans notre expérience. (Cette circonstance n'est pas évoquée par l'auteur) En effet, supposant le rayonnement négligeable, et en utilisant les données expérimentales, $V_1 = 1,75 \text{ cm}/\mu\text{sec}$, $C_{A1} = 0,712 \text{ cm}/\mu\text{sec}$, $C \simeq 1$ on aurait : $\xi = 0,52$, $M_A = 2,46$, $T_2 = 25 \text{ eV}$ et donc d'après la figure 25 : $L_2/e \simeq 0,1$. Ceci conduirait alors à une épaisseur $e \simeq 1 \text{ mm}$ en contradiction avec une valeur observée de 30 mm environ. Au contraire cette dernière valeur peut être expliquée si l'on admet que la température est limitée à 3 eV environ par le rayonnement au lieu d'avoir la valeur d'équilibre que lui donne les relations de Rankine-Hugoniot.

Dans un travail plus récent, SORRELL [30,48], dans une configuration identique à la précédente et dans le même gaz, observe un écoulement qui présente certaines similitudes avec celui que nous décrivons dans notre travail. En particulier il n'observe pas d'onde de choc procédant à partir d'un piston magnétique, mais une couche de courant qui comme celle que nous décrivons est traversée par les particules. D'autre part le champ magnétique initial est également nul. Quoique cet auteur n'ait pas évoqué cette possibilité, il semble que l'épaisseur de la couche qu'il mesure puisse être interprétée, comme si le profil était

contrôlé par la résistivité, l'énergie thermique étant perdue par rayonnement comme dans notre expérience. Ceci résulte de la comparaison de l'épaisseur mesurée avec celle que l'on calcule en admettant que cette hypothèse soit vérifiée. Dans le tableau VII, cette comparaison est présentée de la manière suivante : Pour une

TABLEAU VII.

p_0 Argon	U_0 kV	$e_{mes.}$ cm	V_1 cm/ μs	Z	$T^{\circ K} \times 10^{-4}$	
					déduite de l'épaisseur	mesurée
500	14	3,25	1,32	?	?	?
100	"	2,24	2,0	2	2,9	3
500	25	3,05	1,63	2	2,7	3
100	"	2,92	2,40	3	2,75	4

situation expérimentale donnée, la température électronique est déterminée à partir de l'épaisseur e , la vitesse V_1 étant connue par l'expression $e = 65 \frac{\eta}{2\mu} V_1$ (Voir page 79) où $\eta = \eta(T_e)$ désigne la résistivité coulombienne qui dépend de la charge ionique Z [12,49]. Cette valeur est comparée à la valeur donnée par l'auteur. L'excellent accord obtenu semble en faveur de l'hypothèse en question.

IV. CONCLUSION.

La structure d'une couche de courant, induite dans une configuration de striction azimutale, a été étudiée expérimentalement.

Nous avons pu mettre en évidence le phénomène suivant : le gaz qui est rencontré par la couche dans son mouvement radial est d'abord ionisé en avant de celle-ci sans qu'il soit encore mis en mouvement. Le plasma traverse ensuite la couche de courant en étant accéléré jusqu'à une vitesse voisine de celle de la couche elle-même. Dans cette dernière, les ions qui sont dans l'état d'ionisation AIII, (état dans lequel l'atome a perdu deux électrons), subissent une compression adiabatique, tandis que les électrons reçoivent de l'énergie sous forme thermique. La valeur de cette énergie est pour les deux électrons libérés, sensiblement égale à l'énergie cinétique d'un ion qui aurait la vitesse de la couche de courant. Cette cession d'énergie est le résultat de la diffusion résistive du plasma au travers du champ magnétique, par suite de l'existence d'une résistivité classique due aux collisions coulombiennes électron-ion. Cependant l'énergie thermique que les électrons reçoivent ainsi, est perdue par collisions inélastiques avec les ions du plasma et eu égard à la nature particulière du gaz, finalement perdue par rayonnement. Le résultat est l'accumulation derrière la couche de courant d'un plasma, qui progresse en même temps qu'elle vers l'axe de la configuration.

Le phénomène peut être considéré comme une onde de choc avec champ magnétique perpendiculaire, contrôlée par la résistivité. Cependant elle présente la particularité suivante : L'énergie, libérée par le ralentissement du plasma, est rayonnée au lieu d'être stockée sous forme thermique. Cette circonstance modifie la structure du choc, en lui permettant en particulier d'exister sans champ magnétique initial.

APPENDICE I .

BILAN DE LA PUISSANCE DANS LA SPIRE
(voir paragraphe II.4.3)1)- Puissance électromagnétique fournie : P_t

- A travers la surface cylindrique 1 (voir figure 18) le flux du vecteur de Poynting vaut :

$$\begin{aligned} \int_{(1)} \vec{\pi} d\vec{s} &= 2\pi R_o \Delta z \frac{E(R_o) B_z(R_o)}{\mu_o} \\ &= \frac{1}{\mu_o} U(t) B_z(R_o) \Delta z \end{aligned}$$

où l'on a utilisé la relation :

$$U(t) = 2\pi r V_1 B_2$$

qui exprime que le flux magnétique croît dans la spire par suite de la progression de la discontinuité magnétique. t est l'instant où la couche de courant est dans la position radiale $r = r(t)$; c'est à cet instant qu'est mesuré la valeur de $B_z(R_o)$ champ magnétique sur la paroi intérieure de la spire (voir figure 5).

- A travers les surfaces (2) et (2') le flux du vecteur de Poynting vaut :

$$\begin{aligned} \int_{(2) \text{ ou } (2')} \pi d s &= \int_{r(t)}^{R_o} 2\pi r dr \frac{E(r) B_r(r, \pm \Delta z/2)}{\mu_o} \\ &= - \frac{U(t)}{\mu_o} \int_{r(t)}^{R_o} B_r(r, \pm \Delta z/2) dr \end{aligned}$$

$B_r(r, \pm \Delta z/2)$ désigne la valeur de la composante radiale du champ magnétique, à la distance r de l'axe et sur chacune des deux faces (2) et (2'). Pour la calculer, on remarque qu'entre la couche de courant et la spire, on a $\text{Rot } B = 0$ soit :

$$\partial B_r / \partial z - \partial B_z / \partial r = 0$$

En intégrant :

$$B_r(r, \pm \Delta z/2) \simeq \pm \left(\frac{\partial B_z}{\partial r} \right)_{z=0} \frac{\Delta z}{2}$$

et en approximant le champ magnétique dans la région considérée par

$$B_z(r) = B_z(R_0) \frac{1 - (r/a)^2}{1 - (R_0/a)^2}$$

on a :

$$\int_{(2)+(2')} \vec{\pi} d\vec{s} = \frac{U(t)}{\mu_0} \frac{B_z(R_0)}{1 - (R_0/a)^2} \frac{\Delta z}{a^2} (R_0^2 - r^2)$$

et finalement :

$$P_t \equiv \int_s \vec{\pi} d\vec{s} = \frac{U(t) B_2(r)}{\mu_0} \Delta z$$

où $B_2(r)$ désigne toujours la valeur du champ magnétique immédiatement à l'extérieur de la couche de courant, lorsque celle-ci se trouve à la distance radiale $r = r(t)$. On peut noter que la valeur obtenue ne dépend pas de l'approximation choisie pour évaluer $B_z(r)$.

2) - Puissance magnétique P_m

On a :

$$\begin{aligned} P_m &\equiv \int_V \frac{\partial}{\partial t} (B_z^2 + B_r^2) / 2 \mu_0 dV \simeq \int \frac{\partial}{\partial t} (B_z^2 / 2 \mu_0) dV \\ &= 2 \pi r V(r) \frac{[B_2(r)]^2}{2 \mu_0} \Delta z \end{aligned}$$

où $V(r)$ est la vitesse de la couche de courant à l'instant t tel que $r = r(t)$ désigne la position de la couche de courant à cet instant. Dans ce calcul, on a supposé que l'épaisseur e de la couche de courant et donc l'énergie magnétique qui y est localisée ne varie pas au cours de l'implosion.

3)- Puissance fournie au plasma sous forme cinétique : P_{cin}

- Cette puissance est utilisée à accélérer le plasma froid rencontré par la couche de courant, jusqu'à la vitesse avec laquelle le plasma la quitte immédiatement derrière. Cette vitesse est justement la vitesse de la couche de courant elle-même à l'instant considéré. Son évaluation précise dépend du profil de vitesse dans la couche de courant. Cependant, on peut l'estimer en écrivant simplement qu'une particule est portée à la vitesse de la couche après l'avoir traversé :

$$P_{cin} = \frac{dW_c}{dt}$$

avec $W_c = 2\pi r \Delta z \delta r n_i \frac{1}{2} m_i V^2$

et $\delta r = V \delta t$

d'où $P_{cin} = 2\pi r \frac{1}{2} \rho_1 V_1^3(t) \Delta z$

ou $V_1(t)$ désigne la vitesse actuelle de la couche de courant. La valeur de la puissance ainsi obtenue est la même que celle que l'on obtiendrait en supposant vérifiée la loi donnant la vitesse.

$$\rho V \frac{\partial V}{\partial r} = - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right)$$

$$\text{et } \rho_1 V_1^2 = (\delta B)^2 / 2\mu_0$$

APPENDICE II .

DEGRE D'IONISATION ET STRUCTURE DU CHOC. VALEUR DU RAPPORT DES CHALEURS SPECIFIQUES.

Les calculs présentés dans la deuxième partie, supposent que le fluide est un gaz parfait constitué de particules possédant un nombre de degré de liberté : $\ell = 2/(\gamma - 1)$. En particulier, les résultats numériques ont été obtenus avec $\gamma = 5/3$ correspondant à des particules à 3 degrés de liberté.

On peut se demander s'ils sont encore applicables lorsque changent les populations relatives des différents états d'ionisation, c'est-à-dire la nature même des particules. Ainsi par exemple, on peut se demander si l'ionisation d'un ion de charge Z_i , en faisant apparaître un ion de charge $Z_i + 1$ et un électron ne modifie pas le nombre de degrés de liberté et par conséquent la valeur de γ .

En supposant que l'énergie interne est nulle et le fluide en état d'équilibre thermodynamique, on peut montrer qu'il n'en est rien et que la présence simultanée de particules différentes, mais de nombres de degrés de liberté identiques, ne modifie pas le résultat.

Pour cela, nous noterons d'abord que ces calculs s'appuient sur les 3 équations de conservation (19). La répartition de l'énergie thermique y est décrite par la fonction $W = E + P/\rho$, enthalpie spécifique où E désigne l'énergie thermique par unité de masse.

Considérons donc un plasma constitué de particules différentes, (neutres, électrons, ions de différentes charges) et dont les populations relatives sont quelconques. $\mathcal{E}_\alpha$ désignant l'énergie thermique par particule de la race α , on peut écrire :

$$E = \frac{1}{\rho} \sum n_\alpha \mathcal{E}_\alpha \quad \text{avec} \quad P = \sum n_\alpha m_\alpha$$

Si nous avons affaire à des particules ayant toutes le même nombre de degrés de liberté ($\ell = 3$ par exemple) on a :

$$\varepsilon_{\alpha} = \frac{3}{2} k T_{\alpha}$$

et donc :

$$E = \frac{3}{2} \frac{k}{\rho} \sum n_{\alpha} T_{\alpha}$$

D'autre part, dans ces mêmes conditions, on aura :

$$\frac{p}{\rho} = \frac{k}{\rho} \sum n_{\alpha} T_{\alpha}$$

Nous obtenons ainsi la proportionalité :

$$E = \frac{3}{2} \frac{p}{\rho}$$

Considérons deux situations, (notées 1 et 2) caractérisées par des états d'ionisation différents. Dès lors, si pour une même masse de matière, ayant dans chacune de ces deux situations la même énergie thermique ($E_1 \equiv E_2$), on aura bien :

$$W_1 \equiv W_2$$

mettant ainsi en évidence le fait que la fonction W ne dépend pas de l'état d'ionisation.

On notera que cette analyse n'est valable que pour autant que l'énergie E n'est constituée que d'énergie thermique. Ceci impose que les ions sont pour chaque état d'ionisation dans l'état fondamental. On sait qu'à l'équilibre, cette approximation est justifiée dans la mesure où l'énergie thermique (température) n'est pas trop forte devant l'énergie d'ionisation.

D'autre part nous avons supposé que du point de vue thermodynamique, le plasma pouvait être décrit comme un gaz parfait. Par définition cette hypothèse implique que la seule énergie que peut recevoir une particule est sous forme cinétique. Or, l'écart à la loi du gaz parfait a pour origine l'énergie de liaison coulombienne des particules entre elles (Energie potentielle). On peut montrer que cette énergie a, par unité de masse, la valeur $[24, 33]$:

$$\delta E_c = - \frac{e^3}{8\pi \epsilon_0^{3/2}} \frac{1}{(kT)^{1/2}} \left(\sum n_\alpha z_\alpha^2 \right)^{3/2}$$

$$= - \frac{1}{8\pi P} \frac{kT}{\lambda_D^3}$$

où λ_D désigne la longueur de Debye. L'écart en question est négligeable dans la mesure où cette énergie peut elle même être négligée devant l'énergie thermique, c'est-à-dire si :

$$\frac{1}{8\pi} \frac{1}{n \lambda_D^3} \ll 1$$

Ainsi dans notre expérience, ($\lambda_D \simeq 10^{-7} \text{ m}$), la valeur de ce rapport est au plus égal 10^{-3} .

APPENDICE III.

EVALUATION DE L'ÉPAISSEUR D'UNE ONDE DE CHOC RESISTIVE A LA LIMITE OU $T = 0$

L'élimination de B et p entre les équations :

$$p v = p_1 v_1, \quad p v \frac{dv}{dx} = - \frac{1}{\mu_0} B \frac{dB}{dx}, \quad v B = \frac{\eta}{\mu_0} \frac{dB}{dx}$$

donne :

$$\frac{dv}{dx} = - \frac{2\mu_0}{\eta} (v_1 - v) v$$

dont la solution générale est :

$$\frac{v(x)}{v_1} = \frac{1}{1 + e^{g(x)}} \quad \text{avec} \quad g(x) = 2\mu_0 v_1 \int_0^x \frac{dx}{\eta(x)}$$

En particulier, si $\eta = c^{1/2}$ on a le profil :

$$\frac{v(x)}{v_1} = \frac{1}{1 + e^{x/L}}, \quad \frac{B^2(x)}{2\mu_0 p_1 v_1^2} = \frac{e^{x/L}}{1 + e^{x/L}} \quad L = \frac{\eta}{2\mu_0 v_1}$$

dont l'épaisseur vaut :

$$e = B / (dB/dx)_{\max} \simeq 5,2 L.$$

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] ALIDIERE M. , AYMAR R., JOURDAN P., KOECHLIN F.,
SAMAIN A., Euratom Symposium on Plasma Physics.
Varenna 1964, Euratom Report 763 Pt III, 47.
- [2] ASCOLI-BARTOLI U.I., DE ANGELIS A., MARTELUCCI S.,
Wavelength Dependence of the Refractive Index of a plasma
in the Optical Region. IL NUOVO CIMENTO, 18, 1116 (1960).
- [3] BAZER J., ERICSON W.B.,
Hydromagnetic Shocks.
Astrophys. J. 129, 758 (1959).
- [4] BRAGINSKII S.I.,
Transport Phenomena in a Completely Ionized Two-Temperature
Plasma. Sov. Phys. JETP 6 (33), n°2 358 (1958).
- [5] BRETON C., CAPET M., WAELBROECK F.,
Dispositif sur l'Etude de l'évolution dans le temps du profil
des raies. Proc. of the Fifth. Intern. Conf. on Ioniz. Phen.
in Gases. MUNICH 1961 North-Holland-Amsterdam, Vol II,
1913 (1963).
- [6] CAMAC M., KANTROWITZ A.R., LITWAK M.M. , PATRICK R.M.
PETSCHKE H.E., Shock Waves in Collision Free Plasmas, Nuclear
Fusion Sup. Pt 2, 423 (1962).
- [7] CAVALIERE A. , ENGELMANN F.,
Laminar hydromagnetic waves of finite amplitude in plasmas of low
temperature. Nucl. Fus. 7 , 137 (1967).
- [8] CHAPMAN S., COWLING T.G.,
The Mathematical Theory of Non-uniform Gases
Cambridge University Press (1952)
- [9] CLARKE J.F.,
Radiation - Resisted Shock Waves
Phys. Fluids 5 , 1347 (1962).
- [10] COWAN G.R., HORNIG D.F.,
The Experimental Determination of the Thickness of a Shock
Front in a Gas.
J. of Chem. Phys. 18 , 1008 (1950).

- [11] COWAN G.R. , HORNIG D.F. , GREENE E.F.,
The Thickness of Shock Fronts in Argon and Nitrogen and Rotational
Heat Capacity Lags. J. of Chem. Phys. 19, 427 (1951).
- [12] DELCROIX J.L.,
Introduction à la théorie des Gaz ionisés
Dunod - Paris (1959).
- [13] DE SILVA A.W. , STAMPER J.A.,
Observations of Anomalous Electron heating in plasma shock waves.
Phys. Rev. Lett. 19, 1027 (1967).
- [14] ERICSON W.B. BAZER J.
On certain properties of Hydromagnetic Shocks
Phys. Fluids 3, 631 (1960).
- [15] ESELEVICH V.G., KURTMULLAEV R.Kh., PIL'SKII V.I.,
Influence of Dispersion Effects on the Structure of a Shock Wave
in a Magnetized Plasma.
Sov. Phys. JETP - Letters 5, 255 (1967).
- [16] FALK T.J., TURCOTTE D.L.,
Current-Layer Diffusion in a One-Dimensional Pinch.
Phys. Fluids 5, 1288 (1962).
- [17] FIDONE T., GRANATA G.,
Production d'Entropie et Phénomènes Irreversibles dans un plasma.
Rapport : EUR-CEA : FC-263 (1964) Fontenay-aux-Roses , France.
- [18] GERMAIN P.,
Shock Waves and Shock -wave Structure in Magnéto-Fluid Dynamics
Rev. of Mod. Phys. 32, 951 (1960).
- [19] GILBARG D. , PAOLUCCI D.,
The Structure of Shock Waves in the continuum Theory of Fluids
J. of Rat. Mech. Anal. 2, 617 (1953).
- [20] GOLDEN K.I., SEN H.K., TREVE Y.M.,
The Structure of a magnetic Shock Wave in a plasma-Proc. of the
Fifth. Intern. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases.
Munich 1961 - North-Holland, Amsterdam, Vol. II 2019.

- [21] GORENFLO R.,
Numerische Methoden zur Lösung einer ABEL schen Integralgleichung
Rapport interne IPP/6/19 (1964).
Institut Für Plasma-Physik. Garching bei München - (All.).
- [22] GREENBERG O.W., TREVE Y.M.
Shock Wave and Solitary Wave Structure in a Plasma.
Phys. Fluids 3, 769 (1960).
- [23] GREENBERG O.W., SEN H.K., TREVE Y.M.,
Hydrodynamic Model of Diffusion Effects on Shock Structure in a
Plasma .
Phys. Fluids 3, 379 (1960).
- [24] GRIEM H.R.
Plasma Spectroscopy
Mc. GRAW Hill Cy. (1964).
- [25] HELFER H.L.
Astrophys. J. 117 177 (1953).
- [26] HEYWOOD J.B.
Experiments in a Magnetically Driven Shock Tube with an Axial
Magnetic Field.
Phys. Fluids, 9, 1150 (1966).
- [27] HOFFMAN A.L.,
A single-fluid Model for Shock Formation in MHD Shock Tubes.
J. Plasma Physics , Vol 1 Pt 2, 193 (1967).
- [28] JOURDAN P.,
Thickness of a Resistivity-Controlled Hydromagnetic Shock-Wave
Plasma Physics, 11 , 57 , (1969).
- [29] KEMP N.H., PETSCHKE H.E.
Theory of the Flow in the Magnetic Annular Shock Tube
Phys. Fluids 2 , 599 (1959)
- [30] KLEIN A.F., SORRELL F.Y.,
Some unexpected Electron Densities in the Inverse Pinch.
B.A.P. S. 11 , 581 (1966).

- [31] KUNKEL W.B. , GROSS R.A.
Hydromagnetic Ionizing Waves
In : Plasma Hydromagnetics p. 58
ed : D.BERSHADER Stanford University Press (1962).
- [32] KURTMULLAEV R.Kh. NESTERIKHIN Yu. E., PIL'SKII V.I.
SAGDEEV R.Z.,
Plasma Heating Mechanism by Collisionless Shock Waves.
Plasma Phys. and Contr. nucl. Fus. Res.
CULHAM England , sept. 1965.
Trans : AEC tr. 6760 (1966).
- [33] LANDAU L.D. , LIFSHITZ E.M.,
Statistical Physics.
Pergamon Press (1958).
- [34] LEVINE L.S.,
Experimental Investigation of Normal Ionizing shock waves.
Phys. Fluids. 11, 1479 (1968).
- [35] LINHARDT J.G., KNOEPFEL H., GOURLAN C.,
Amplification of Magnetic Fields and Heating of Plasma by
a Collapsing Metallic Shell
Nuclear Fusion Supplement Pt. 2, 733 (1962).
- [36] LOVBERG R.H.,
Schlieren Photography of a Coaxial Accelerator Discharge.
Phys. Fluids 8, 177 (1965).
- [37] LUDFORD G.S.S.,
The structure of Hydromagnetic Shock in Steady Plane Motion
J. Fluid Mech. 5, 67 (1959).
- [38] MARSHALL W.,
The Structure of Magneto-Hydrodynamic Shock Waves
Proc. Roy. Soc. (London) A 233, 367 (1955)
- [39] MOUGEOT A., PATRIS M.,
Réalisation d'un interféromètre de Jamin.
Rapport. EUR-CEA-FC-452 (1967).
- [40] OLSEN H. ,
J.of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer
3, 59 (1961).

- [41] PAI S.I., SPETH A.I.,
Shock Waves in Radiation - Magneto - Gas Dynamics
Phys. Fluids 4, 1232 (1961).
- [42] PATRICK R.M., CAMAC M.
Shock waves and Collision - free Plasmas
in : Plasma Hydromagnetics ed : BERSHADER D.
Stanford Uty Press. p. 97 (1962).
- [43] PAUL J.W.M., HOLMES L.S., PARKINSON M.J., SHEFFIELD J.,
Experimental Observations of Collisionless Shock Waves in a
Magnetized Plasma.
Proc. of the Seventh International Conf. on Phen. in Ionized
Gases.
BEOGRAD 1965 - GRADEVINSKA KNJIGA - BEOGRAD.
Vol. II, 819 (1966).
- [44] PRESBY H.M., MEEHAN R.J.,
Incident and Reflected Ionizing Shock Structure
Phys. Fluids. 11, 1487 (1968).
- [45] RUDDEROW W.H.,
Pressure Measurements in a Magnetically Driven Shock Tube.
J. of Appl. Physics 39, 1, (1968).
- [46] SOMON J.P.
Structure d'un choc magnétohydrodynamique en présence d'une
conductibilité électrique finie.
Laboratorio Gas Ionizzati - FRASCATI -
Rapport Interne : L.G.I. 65-13 (1965).
- [47] SORRELL F.Y.,
Current Sheet Dynamics in an Inverse Pinch Shock Tube.
Phys. Fluids. 11, 993 (1968).
- [48] SORRELL F.Y.,
Ph. D. Thesis
Cal. Inst. of Technology - PASADENA. Cal. (1966).
- [49] SPITZER L. Jr.,
Physics of Fully Ionized Gases
Interscience Publishers (1956).

[50]

VLASES G.C.

Experiments on Magnetohydrodynamic Shock Waves

Phys. Fluids. 7, 1358 (1964)

[51]

VLASES G.C.

Shock and Current Layer Structure in an Electromagnetic Shock Tube.

Phys. Fluids 10, 2351 (1967).

SYMBOLES UTILISES.

Sauf exceptions indiquées dans le texte, les grandeurs sont évaluées dans le système d'unités pratique M.K.S. rationalisé. Les indices i et e se réfèrent aux ions et aux électrons respectivement, les indices 1 et 2 aux milieux amont et aval par rapport au choc (à la couche de courant).

a	Rayon de courbure des lignes de force du champ magnétique dans le plan médian.
A, A_i	Nombre de masse.
B, B_z, B_r	Champ magnétique.
c	Vitesse de la lumière dans le vide.
C	$= C_{s1} / C_{A1}$
C_s	Vitesse du son.
C_A	Vitesse d'Alfvén.
C_p, C_v	Chaleur spécifique.
D	Fonction de dissipation.
E, E_r, E_θ	Champ électrique.
$E_m, E_n \dots$	Niveau d'énergie atomique
e	Epaisseur de la couche de courant.
$f_{JJ'}$	Force d'oscillateur.
$g = 2J + 1$	Poids statistique.
i	Densité de courant électrique.
J	Moment orbital.
k	Constante de Boltzmann.
l	Nombre de degrés de liberté.
L_2	Longueur caractéristique de diffusion résistive.

m_e, m_i	Masses électronique et ionique.
M	$= V_1 / (C_{s1}^2 + C_{A1}^2)^{1/2}$ Nombre de Mach.
M_A	$= V_1 / C_{A1}$ Nombre de Mach magnétique.
n	Densité électronique.
$N^I, N^{II}, \dots$	etc Densités ioniques dans les états $AI, AII, \dots$ etc. de degré d'ionisation (charge positive de l'ion) : 0, 1, ... etc respectivement.
p	Pression
$P_t, P_m, \dots$	$= P_{th} + P_{cin}$ Puissances.
q_r	Puissance rayonnée par unité de surface
r	Distance radiale <u>ou</u> paramètre.
r_{ce}, r_{ci}	mesurant le rayonnement Rayon de gyration électronique ou ionique.
R_o	Rayon de la Spire de compression.
R	Puissance rayonnée par unité de surface.
R_m	ou constante des gaz parfaits. Nombre de Reynolds magnétique.
S	Entropie par unité de masse.
t	Temps courant.
t_o	Origine des temps.
$t(r)$	Instant d'arrivée de l'onde de choc à la distance r dans le plan médian.
T	Température.
$U(t)$	Tension aux bornes de la spire à l'instant t .
$V, V_1, \tilde{V}$	Vitesses.
V_{th}	$= (3 kT / m)^{1/2}$ vitesse thermique.
W	Enthalpie par unité de masse.
x	Abscisse
Z	Distance le long de l'axe de la spire où état d'ionisation.

Z_i	Charge ionique.
α_r	Paramètre de rayonnement.
$\gamma = (\ell + 2) /$	Rapport des chaleurs spécifiques.
$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9}$	Fd/m Constante dielectrique du vide.
η	Coefficient de viscosité.
η_v	Coefficient de résistivité.
κ	Coefficient de conductibilité thermique.
$\lambda_D =$	Distance de Debye.
λ_e, λ_i	Libre parcours moyen, électronique et ionique.
Λ	Logarithme du rapport des paramètres d'impact coulombien.
$\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$	At/m. Perméabilité magnétique du vide.
$\xi = v_1/v_2$	Force de l'onde de choc.
ρ	Densité de masse.
τ_D	Temps de collision coulombien (Deflexion à $\pi/2$).
τ_{eq}	Temps d'équipartition par collisions coulombiennes.
τ_{tr}	Temps de transit moyen d'une particule à travers l'onde de choc.
ω_c	Fréquence de gyration ($\times 2\pi$)
ω_p	Fréquence plasma.

